

Всех
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ
И КОНТРОЛЮ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ
ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

506

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук Л. Р. Орленко
и канд. физ.-мат. наук С. П. Малевского—Малевича



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1987

Приводятся результаты исследований структуры пограничного слоя на основе численных и натурных экспериментов, включающие анализ условий образования струйных течений нижнего уровня и вопросы параметризации радиационных притоков и процессов в приземном слое воздуха при устойчивой стратификации. Обсуждается изменение поля ветра под влиянием городской застройки по модельным оценкам. В статьях прикладного характера рассматриваются методы восстановления скорости, направления и сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по стандартной наземной информации и анализируется межгодовая изменчивость расчетных значений испарения с орошаемых массивов. Изложены результаты исследования энергообмена океан-атмосфера. Приводятся сведения о межгодовой изменчивости характеристик взаимодействия, уточнения методик расчетов потоков радиации, тепла и влаги. Анализируются результаты экспериментальных работ в приземном слое атмосферы.

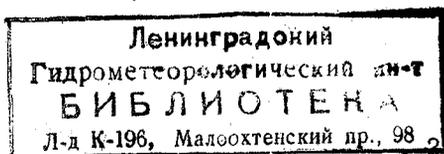
Предназначен для метеорологов, океанологов, специалистов по охране и контролю окружающей среды.

There are given study results on the boundary layer structure which were obtained by means of numerical simulation and based on field experiments data. The transformation of wind field based on the numerical modelling of urban buildings influence is discussed. The methods of the wind velocity, direction and shear predictions in the low part of the boundary layer are described; the interannual changeability of the calculated values of evaporation from irrigated plantations is analysed. The results of the ocean-atmosphere energy exchange are presented, as well as information on the interannual changeability of the interaction characteristics and the experimental results of investigation of the boundary layer over the sea.

The publication is intended for specialists in meteorology, oceanology and environmental protection and control.

Т I903040000-079 46-87(I)
069(02)-87

© Главная геофизическая
обсерватория им.А.И.Воей-
кова, 1987



1987

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ВЕТРА
В НИЖНЕЙ ЧАСТИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ
ПО НАЗЕМНОЙ ИНФОРМАЦИИ

Точность шаропиложных наблюдений, используемых для оценки параметров ветра на высотах, не отвечает современным требованиям к метеоинформации при обеспечении взлета и посадки воздушных судов. Поиски же новых средств получения высотной информации далеки от завершения. В связи с этим в последнее время существенное внимание уделяется разработке расчетных методов, позволяющих по наземной метеоинформации оценить параметры ветра на различных высотах.

1. Основные положения расчетных методов. Задача определения скорости и направления ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы (ПС) сводится к описанию закономерностей изменения указанных характеристик с высотой с учетом макрометеорологических условий. Возможные подходы к решению этой задачи сформулированы в /3/. При разработке представленных в /3, 6/ расчетных методов были использованы материалы наблюдений в приземном и пограничном слоях атмосферы, обобщение которых выполнено с учетом современных представлений об особенностях строения ПС.

При обобщении экспериментальных данных в качестве определяющих параметров при нейтральной стратификации используются скорость геострофического ветра u_{g_0} , параметр шероховатости подстилающей поверхности z_0 , параметр Кориолиса $l = 2\omega \sin \varphi$ и высота над поверхностью Земли z ; для учета влияния стратификации — параметр плавучести g/\bar{T} и перепад температур на границах пограничного слоя в виде $T_0 - T - \gamma_H H$, а для учета характера адвекции — составляющие среднего в слое горизонтального температурного градиента $\partial \bar{T} / \partial x$ и $\partial \bar{T} / \partial y$ (указанные параметры принято называть внешними). Здесь T_0 и T_H — температура воздуха на уровне $z = z_0$ и на верхней границе пограничного слоя ($z = H$) соответственно, \bar{T} — средняя температура слоя, γ_H — вертикальный градиент температуры в свободной атмосфере (для $z > H$), g — ускорение свободного падения, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта места.

На основе анализа размерностей определяющих параметров составляющие скорости ветра u и v (по осям x и y соответственно), нормированные на u_{g_0} , представляются функциями пяти безразмерных параметров: безразмерной высоты $z l / u_{g_0}$, числа Россби

$$R_0 = \frac{v_{g_0}}{l z_0}, \quad (1)$$

параметра стратификации

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \delta_H H}{v_{g_0} l}, \quad (2)$$

параметров адвекции

$$\frac{\alpha_x}{l} = - \frac{g}{l^2 T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{u_{gH} - v_{g_0}}{H l}, \quad (3)$$

$$\frac{\alpha_y}{l} = \frac{g}{l^2 T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{v_{gH}}{H l}, \quad (4)$$

где u_{gH} и v_{gH} - составляющие геострофического ветра на уровне 850 гПа (H) (ось x направлена по геострофическому ветру при $z = 0$); v_{g_0} - модуль геострофического ветра при $z = 0$.

Исходными данными послужили градиентные наблюдения на ст. Колтуши и данные стандартного радиозондирования на ст. Воейково, расположенных в типичных для аэродромов условиях лесостепной зоны ЕТС. Обработка материалов наблюдений сводилась к группировке данных в зависимости от определяющих параметров и получении для выделенных групп средних профилей температуры и ветра. При этом достаточно строго фиксировались значения внешних параметров v_{g_0} , μ_{0-H} , z_0 (обобщение проводилось с учетом сезонного изменения характера подстилающей поверхности), α_x/l и α_y/l . В результате выполненных разработок получены средние профили скорости и направления ветра для различного набора размерных и безразмерных параметров для двух типов подстилающей поверхности: травяного покрова ($z_0 \approx 2$ см) и снежной поверхности ($z_0 = 0,07$ см).

Эти данные послужили основой при разработке способов оценки параметров ветра на высотах при известных значениях v_{g_0} , μ_{0-H} и z_0 , описанных в /3/. В связи с задачей обеспечения взлета и посадки воздушных судов эти методы были доработаны и представлены в виде, удобном для практического использования. При этом в качестве исходной использовалась та информация, которой располагает метеослужба в аэропортах.

Так, для учета влияния стратификации в оперативной практике рекомендуется использовать перепад температур между двумя изобарическими поверхностями 1000 и 850 гПа, т.е. $T_2 - T_H$. Эта раз-

ность хорошо коррелирует с перепадом температур на нижней и верхней границах ПС. Таким образом, в задачах прогноза характеристик ветра при отсутствии адвекции ($\alpha_x/l = \alpha_y/l = 0$) в качестве исходной информации используются определяемые по синоптическим картам значения v_{g_0} и $T_2 - T_{\bar{H}}$, а также тип поверхности. Оперативные расчетные методы определения скорости и направления ветра на уровнях 10, 300, 400 и 600 м на основе синоптической информации даются в /5/.

В задачах диагноза ветра на высотах сведения о v_{g_0} отсутствуют. При известной зависимости v_{10} от v_{g_0} и $T_2 - T_{\bar{H}}$ не представляет труда восстановить значение v_{g_0} по данным о v_{10} и $T_2 - T_{\bar{H}}$. В /5/ для этой цели приводится соответствующая номограмма. Можно, однако, исключить эту процедуру и разработать методы определения характеристик ветра в нижней части ПС по данным стандартных наземных измерений.

В качестве основных исходных параметров при этом используются: скорость v_{10} и направление d_{10} ветра на уровне 10 м и температура воздуха на уровне 2 м. Так же, как и в задачах прогноза, для учета влияния стратификации можно использовать перепад температур между двумя изобарическими поверхностями $T_2 - T_{\bar{H}}$.

Таким образом, для расчета различных характеристик ветра описанными ниже способами, кроме наземной информации v_{10} и T_2 , требуется знание $T_{\bar{H}}$. Для этой цели могут быть использованы данные о температуре воздуха с карт АТ₈₅₀ (с учетом возможных временных изменений) и данные близлежащих станций радиозондирования.

Для практических целей достаточно определить $T_{\bar{H}}$ с точностью 1 °С.

При разработке расчетных методов было принято, что высота поверхности 850 гПа $\bar{H} = 1430$ м. Если разность $\bar{H} - 1430$ м по абсолютному значению превышает 100 м, вводится соответствующая поправка к $T_2 - T_{\bar{H}}$. Для этой цели с достаточной точностью можно принять градиент температуры на этих высотах равным 0,6 °С на 100 м. В таком случае поправка составит $0,6(1430 - \bar{H}) \cdot 10^{-2}$, если \bar{H} выражено в метрах.

2. Методика определения скорости ветра в нижнем 600-метровом слое. Для расчета скорости ветра на высотах при известном v_{10} обычно используются ветровые коэффициенты (коэффициенты нарастания ветра с высотой) v_x/v_{10} . Известно, что эти коэффициенты существенно зависят от макрометеорологических условий и от типа подстилающей поверхности. Однако до последнего времени в оперативной

практике эта зависимость не учитывалась. В задачу исследований входило прежде всего получение зависимостей v_z/v_{10} от основных определяющих факторов.

Из всех определяющих параметров (v_{g_0} , $T_2 - T_H$, z_0 и φ) наиболее существенно на величину v_z/v_{10} влияет параметр $T_2 - T_H$, что обусловлено различным влиянием характера стратификации на различных уровнях в пределах пограничного слоя: уменьшением v_{10} и увеличением v_z (выше уровня обращения ветра) с ростом устойчивости (при прочих равных условиях).

В меньшей степени на величину v_z/v_{10} влияет скорость геострофического ветра и характер подстилающей поверхности, поскольку их влияние проявляется одинаковым образом на всех уровнях в пределах пограничного слоя атмосферы. Указанное обстоятельство приводит к тому, что при нейтральной и неустойчивой стратификации для рассматриваемых типов подстилающей поверхности величины v_z/v_{10} (при прочих равных условиях) можно принимать одинаковыми. Заметное влияние z_0 проявляется лишь при устойчивой стратификации.

По той же причине невелико влияние и широты места (в средних широтах) на v_z/v_{10} . Это влияние практически может не учитываться (по крайней мере для $\varphi > 40^\circ$).

Сведения о ветровых коэффициентах для различных z (100, 300, 400 и 600 м), v_{10} , $T_2 - T_H$ и z_0 даются в /5/. При разработке оперативной методики определения v_z введены некоторые упрощения. В частности, с учетом того что при больших скоростях ветра стратификация стремится к нейтральной, а значения v_z/v_{10} мало меняются при изменении v_{10} , величины v_z/v_{10} для выбранных z при $v_{10} > 12$ м/с задаются константами. Учитывалось также и то обстоятельство, что небольшие скорости ветра измеряются со значительной погрешностью (из-за малой начальной чувствительности стандартной аппаратуры). Поэтому в условиях, когда датчик ветра указывает "штиль", при оценках v_z/v_{10} принимается $v_{10} = 1$ м/с. Далее, для оперативного использования коэффициенты v_z/v_{10} даются с точностью до десятых, хотя во всех разработках v_z/v_{10} вычислялось с точностью до сотых.

В оперативной практике для определения v_z по v_{10} и $T_2 - T_H$ удобно пользоваться номограммами. Исходные данные для построения соответствующих номограмм для уровней 100 и 400 м для разных типов подстилающей поверхности даются в табл. I и 2. Аналогичные номограммы для уровней 300 и 600 м могут быть построены

$v_{400} \text{ м/с}$

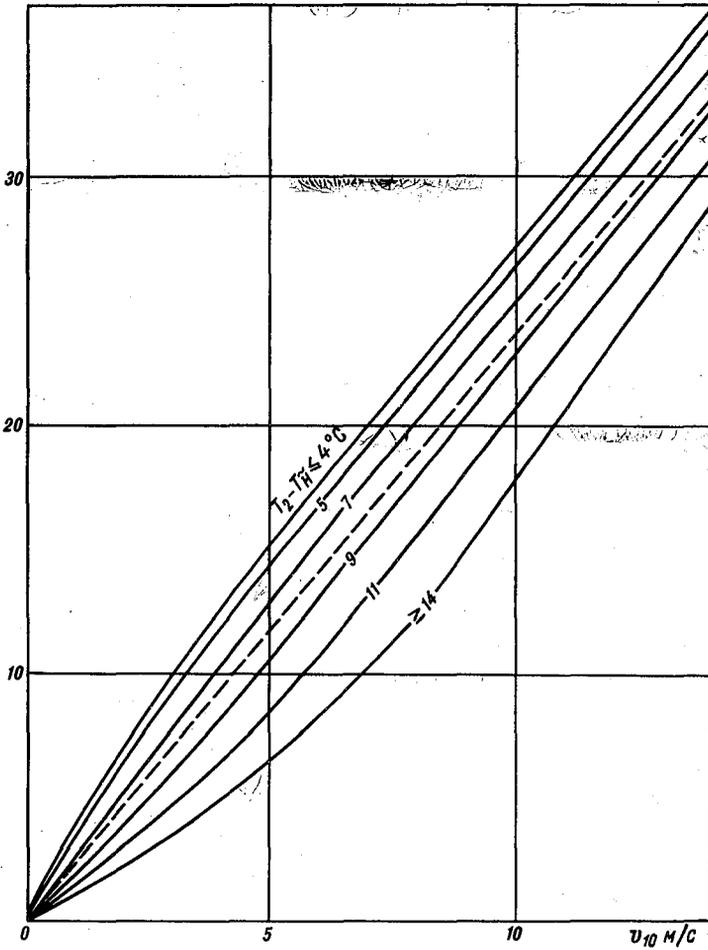


Рис. I.

по данным о v_z/v_{40} , приведенным в /5/.

В качестве иллюстрации одна из таких номограмм (для уровня $z = 400$ м над травяным покровом) дается на рис. I. На этом же рисунке штриховой кривой дается зависимость v_{400} от v_{10} , рекомендованная в /4/. Приведенные данные иллюстрируют возможные

систематические погрешности, если не учитывать при определении v_z влияние стратификации. Аналогичное сопоставление выполнено и для других высот. Анализ показал, что из-за неучета стратификации систематические погрешности могут достигать 5-7 м/с. Наиболее значительны они в теплую половину года, когда диапазон изменений $T_2 - T_H$ довольно велик.

3. Определение направления ветра на стандартных высотах. Характер изменения направления ветра с высотой зависит от тех же факторов, что и ветровые коэффициенты. В табл.3 приводятся значения $d_z - d_{10}$ для различных z , v_{10} и $T_2 - T_H$. Зависимость $d_z - d_{10}$ от определяющих факторов также была получена по обобщенным в [3] материалам наблюдений.

Величина $d_z - d_{10}$ характеризует угол поворота ветра в слое 10 - z . Для определения направления ветра на уровне z необходимо выбрать из соответствующей таблицы значение $d_z - d_{10}$ (при известных v_{10} и $T_2 - T_H$) и прибавить найденное значение $d_z - d_{10}$ к направлению ветра, полученному на уровне 10 м.

Из табл.3 видно, что влияние характера подстилающей поверхности на величину $d_z - d_{10}$ оказалось незначительным и в оперативной практике может не учитываться. Поэтому в [5] рекомендуется усредненная зависимость $d_z - d_{10}$ от v_{10} и $T_2 - T_H$, которая может использоваться как в случае травяного покрова, так и в случае снежной поверхности.

Следует указать также, что изменение направления ветра в слое 300-600 м в среднем не превышает 10° , т.е. величина $d_{300} - d_{10}$ с достаточной точностью характеризует $d_{400} - d_{10}$ и $d_{600} - d_{10}$.

4. Результаты проверки. Основным источником погрешностей расчетных методов для однородной подстилающей поверхности является влияние нестационарности процессов большого масштаба и температурной адвекции на вертикальное распределение ветра (изложенные способы определения характеристик ветра справедливы для квазистационарных условий). В отдельных случаях эти факторы обуславливают существенные отклонения наблюдаемых значений v_z и d_z от рассчитанных. Наибольшие погрешности следует ожидать при прохождении через пункт наблюдений фронтальных разделов, когда пограничный слой атмосферы оказывается неоднородным по вертикали.

В связи с этим в задачу авторской проверки входило не только определение средних погрешностей расчетных методов, но и анализ возможных погрешностей при использовании последних без учета их ограничений. При этом сопоставление измеренных и рассчитанных

Таблица I

Значения v_{100} и v_{400} для разных v_{10}
и $T_2 - T_H$ при $z_0 \approx 1 \dots 5$ см (травяной покров)

v_{10} м/с	z м	$T_2 - T_H$ °C							
		≤ 4	5	6	7	8	9	11	> 14
1	100	3,8	3,2	2,8	2,5	2,2	1,9	1,5	1,1
	400	3,9	3,6	3,1	2,6	2,2	1,9	1,5	1,2
2	100	6,7	5,8	5,3	4,7	4,1	3,7	3,0	2,2
	400	7,2	6,5	5,9	5,2	4,6	3,9	3,0	2,1
3	100	9,0	8,0	7,2	6,5	5,9	5,3	4,4	3,4
	400	9,9	9,3	8,6	7,8	7,0	6,0	4,7	3,6
4	100	10,8	9,6	8,9	8,1	7,5	6,8	5,8	4,5
	400	12,8	12,2	11,4	10,6	9,5	8,4	6,4	5,0
6	100	13,7	12,7	11,9	11,0	10,4	9,6	8,4	7,0
	400	17,6	16,9	16,4	15,5	14,4	13,2	10,8	8,2
8	100	15,9	15,2	14,3	13,7	13,1	12,3	11,3	9,7
	400	22,5	22,0	21,3	20,4	19,3	18,2	15,6	12,3
10	100	17,9	17,3	16,7	16,1	15,5	14,9	13,7	12,5
	400	27,2	26,6	25,9	25,2	24,2	23,1	20,6	17,5
12	100	19,9	19,6	19,0	18,5	18,2	17,6	16,6	15,5
	400	31,9	31,2	30,6	29,9	28,9	28,0	25,9	23,4
14	100	22,0	21,8	21,4	21,0	20,7	20,4	19,5	18,8
	400	36,8	36,2	35,3	34,5	33,7	32,8	31,0	20,1

Примечание. При $v_{10} > 14$ м/с $v_{100} = 1,45 v_{10}$,
 $v_{400} = 2,35 v_{10}$.

Таблица 2

Значения v_{100} и v_{400} для разных v_{10}
и $T_2 - T_H$ при $z_0 \approx 0,01 \dots 0,1$ см (снежная поверхность)

v_{10} м/с	z м	$T_2 - T_H$ °С							
		<-6	-2	1	3	5	7	9	11
1	100		3,4	3,1	2,8	2,5	2,2	1,8	1,3
	400	3,7	3,3	2,9	2,7	2,4	2,2	1,7	1,6
2	100		6,0	5,6	5,2	4,7	4,2	3,5	2,6
	400	7,3	6,6	5,9	5,3	4,9	4,3	3,7	3,2
3	100		8,2	7,7	7,2	6,6	5,9	5,1	3,9
	400	10,7	9,7	8,8	8,0	7,4	6,7	5,9	5,1
4	100		9,8	9,4	8,9	8,2	7,4	6,6	5,2
	400	13,9	12,6	11,7	10,8	10,0	9,1	8,2	7,2
6	100		12,8	12,2	11,8	11,1	10,3	9,4	8,0
	400	19,2	18,2	17,0	16,0	15,1	13,9	12,8	11,6
8	100		15,2	14,8	14,3	13,7	12,9	12,0	10,8
	400	23,9	23,0	21,5	20,6	19,6	18,5	17,4	16,2
10	100		17,5	17,1	16,6	16,1	15,4	14,6	13,7
	400	28,1	27,1	25,8	24,8	24,8	23,0	21,9	20,7
12	100		19,7	19,3	18,9	18,4	17,8	17,2	16,6
	400	31,6	30,7	29,9	29,1	28,3	27,4	26,4	25,1
14	100		21,9	21,5	21,2	20,8	20,3	19,7	19,3
	400	34,9	34,4	33,8	33,2	32,6	31,8	30,8	29,7

Примечание. При $v_{10} > 14$ м/с $v_{100} = 1,4 v_{10}$,
 $v_{400} = 2,2 v_{10}$.

Таблица 3

Значения $d_z - d_{10}$ для разных v_{10} и $T_2 - T_H$

v_{10} м/с	$z_0 = 1,8$ см (гравной покров)										$z_0 = 0,07$ см (снежная поверхность)							
	$T_2 - T_H$ °C										НОСЬ							
	≤ 4	5	7	9	11	12	14	16	18	20	22	24	26	28	30	32	34	36
2	100	30	27	21	16	11	6	2	0	30	25	20	17					
4	100	24	21	16	12	8	0	24	20	15	12							
6	100	19	16	12	8	6	2	18	15	11	8							
8	100	14	12	9	7	5	2	14	11	7	5							
10	100	11	9	7	6	4	3	10	8	5	4							
12	100	8	7	6	6	5	4	7	6	5	4							

Примечание. При $v_{10} > 12$ м/с $d_{100} - d_{10} = 5^\circ$, $d_{300} - d_{10} = 10^\circ$.

значений проводилось с учетом определяющих факторов с целью выяснения условий, при которых полученные количественные связи были недостаточно надежными.

В настоящее время отсутствуют измерения на мачтах в тех условиях (по характеру подстилающей поверхности), для которых расчетные методы рекомендуются. Поэтому для их проверки были использованы данные радиозондирования. Хотя известно, что точность этих наблюдений невелика, можно ожидать, что в основном разброс данных около расчетных значений будет случайным, что наиболее справедливо для верхних уровней.

О возможных погрешностях предложенных методов можно судить и по исходным данным, т.е. по тем материалам наблюдений, которые были использованы в /3/ при получении обобщенных профилей ветра. Однако в них были исключены существенно нестационарные случаи. Поэтому для проверки расчетных методов использовались независимые данные наблюдений, полученные, однако, в тех же условиях, т.е. данные градиентных наблюдений на ст. Колтуши и данные радиозондовых наблюдений на ст. Воейково за 1979 г.

Для проверки предложенных методов расчета использовано графическое сопоставление рассчитанных и наблюдаемых скоростей ветра. С этой целью для фиксированных значений $T_2 - T_H$ (в диапазоне $\pm 1,0$ °C) строилась расчетная зависимость v_z от v_{10} . На эти же графики для соответствующего значения $T_2 - T_H$ и типа поверхности наносились данные наблюдений. Пример такого сопоставления дается на рис. 2, на котором сплошная кривая соответствует расчетной зависимости v_{100} от v_{10} при $T_2 - T_H = 14$ °C, отрезками указаны средние, среднеквадратические отклонения, цифрами - число случаев, используемых при усреднении.

На связь v_z и v_{10} оказывает влияние не только нестационарность макромасштабных процессов, но и нестационарность в пограничном слое атмосферы, обусловленная суточным ходом коротковолновой радиации. Однако, как показали оценки /3/, это влияние невелико, если в качестве характеристики температурной стратификации использовать интегральный параметр (в нашем случае $T_2 - T_H$). Поэтому сопоставление расчетных и наблюдаемых значений проводилось без учета сроков наблюдений.

Основной задачей проверки было выявление возможных систематических погрешностей. Для подтверждения расчетной зависимости v_z от v_{10} достаточно убедиться, что в выбранной системе координат разброс точек около расчетных кривых является случайным. Это

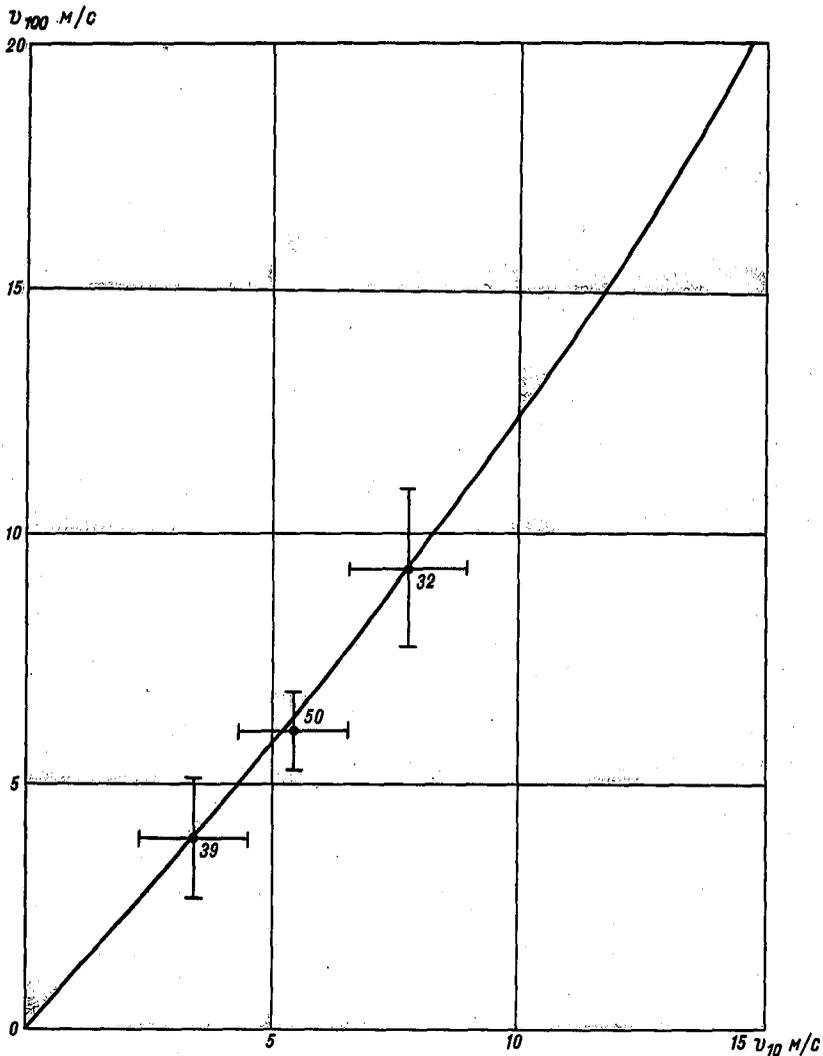


Рис. 2.

оправедливо практически для всех уровней. Некоторое смещение расчетной кривой относительно наблюдаемых значений имеет место лишь на уровне 100 м при устойчивой стратификации. Это обстоятельство

обусловлено следующим.

Как показано в /3/, методическая погрешность в определении v_{100} по радиозондовым наблюдениям существенно зависит от скорости ветра. При малых градиентах, наблюдающихся при неустойчивой стратификации ($T_2 - T_H \geq 10^\circ\text{C}$), эта погрешность невелика (0,1-0,2 м/с). При устойчивой стратификации ($T_2 - T_H < 8^\circ\text{C}$) она становится заметной, а при сильно устойчивой стратификации может превышать 0,5 м/с. Эта ошибка является систематической (измеренная скорость ниже фактической) и поэтому учитывалась при получении расчетной зависимости.

Имеется и еще один источник расхождений между рассчитанными и наблюдаемыми значениями v_{100} . При получении вертикальных профилей приходится стыковать градиентные наблюдения на ст. Колтуши, расположенной в сравнительно однородной местности, с данными на ст. Воейково, отличающейся большей защищенностью и изрезанностью окружающей местности. Это обстоятельство может приводить к возникновению мезоэффектов, наиболее сильно проявляющихся в нижнем 100-метровом слое. Об этом, в частности, свидетельствуют более низкие значения v_{10} на этой станции по сравнению со ст. Колтуши.

О разбросе данных наблюдений около расчетных значений можно судить по рис.2 и по данным табл.4, в которой приводятся повторяемость и расхождения между наблюдаемыми и рассчитанными значениями ($v_z - v_z^p$) для разных z и при разной стратификации. При анализе этих данных следует иметь в виду, что разброс данных наблюдений около расчетных значений завышен за счет использования данных радиозондирования, которые, кроме приборных, имеют существенные погрешности, обусловленные малым периодом осреднения. С учетом этого на основе выполненной проверки можно утверждать, что в целом разработанные методы удовлетворяют тем требованиям, которые предъявляются к точности определения скорости и направлению ветра на высотах (± 3 м/с при $v_z \leq 15$ м/с, ± 4 м/с при $v_z > 15$ м/с, $\pm 30^\circ$). Такую точность ранее использовавшаяся методика не обеспечивает.

Зависимость v_z/v_{10} от v_{10} и $T_2 - T_H$ могла быть получена по экспериментальным данным лишь при достаточно часто наблюдающихся значениях этих параметров. Для этих условий и выполнена проверка расчетных методов. Для экстремальных по скорости ветра условий зависимость v_z/v_{10} от v_{10} получена путем экстраполяции, которая проводилась с учетом того, что с ростом скорости ветра стратификация ПС стремится к нейтральной ($T_2 - T_H \approx 9^\circ$). Поэтому прежде всего рассматривались эти условия.

Таблица 4

Повторяемость (%) абсолютных значений разности
 $v_z - v_z^p$ при разных z и $T_2 - T_H$

$T_2 - T_H$ °C	Число случаев	$ v_{100} - v_{100}^p $ м/с		
		2	3	4
$z = 100$ м, $z_0 = 1,8$ см				
14	120	77	92	99,5
9	173	68	83	94
4	109	49	63	84
$T_2 - T_H$ °C	Число случаев	$ v_{300} - v_{300}^p $ м/с		
		2	3	4
$z = 300$ м, $z_0 = 0,07$ см				
8	65	49	75	91
2	73	42	57	78
-6	35	51	57	77

С ростом v_{10} значения v_z/v_{10} уменьшаются. Однако значительное уменьшение v_z/v_{10} имеет место при малых v_{10} , далее рост замедляется, а при $v_{10} \approx 8 \dots 10$ м/с указанные изменения незначительны. Это позволяет достаточно надежно продлить экспериментальную зависимость в область больших v_{10} и пренебречь изменением v_z/v_{10} при очень сильных ветрах. В качестве предельных приняты соответствующие значения v_z/v_{10} при $v_{10} = 14$ м/с.

Для экстраполяции зависимости v_z/v_{10} от v_{10} в стратифицированном ПС по материалам наблюдений анализировалась функция

$$F(\mu_{0-H}, v_{g_0}, z_0) = \frac{v_z/v_{10}}{(v_z/v_{10})_{\mu_{0-H}=0}}, \quad (5)$$

представляющая собой отношение ветровых коэффициентов в стратифицированном ПС к соответствующему их значению при нейтральной стратификации. Оказалось, что эта функция зависит в основном от параметра μ_{0-H} . Функция $F(\mu_{0-H})$ использовалась для оценки v_z/v_{10}

при разных $T_2 - T_H$ в диапазоне v_{10} от 8 до 14 м/с.

Малые изменения v_z/v_{10} отмечаются и при изменении $T_2 - T_H$ в области сильной устойчивости и сильной неустойчивости. В этом случае по результатам проверки были определены предельные значения $T_2 - T_H$, ниже или выше которых изменениями $T_2 - T_H$ при изменении v_z/v_{10} можно пренебречь. Для теплого периода в качестве таких предельных значений были приняты 4 и 14 °С, для холодного — нижним пределом является $T_2 - T_H = -6$ °С.

Аналогично экстраполировались кривые зависимости $d_z - d_{10}$ от v_{10} . Хотя в основе методов экстраполяции лежат физические представления о процессах в пограничном слое атмосферы, целесообразно было подтвердить полученные зависимости, используя для этого имеющиеся численные модели. Авторы применяли модель горизонтально неоднородного пограничного слоя Вагера-Надежиной /1/. Расчеты проводились для больших x , где процессы можно уже считать квазистационарными. Предварительно на основе сопоставления рассчитанных по модели вертикальных профилей ветра с наблюдаемыми были уточнены параметры схемы /2/.

Наибольший интерес представляли модельные оценки для нейтральной стратификации ($T_2 - T_H \approx 9$ °С), поскольку при больших скоростях ветра стратифицированный пограничный слой практически не наблюдается. Хорошее согласование экстраполированных зависимостей v_z/v_{10} от v_{10} с рассчитанными по модели позволяет считать, что принятые предельные значения v_z/v_{10} определены также достаточно надежно.

Вместе с тем, следует отметить, что изложенные методы разрабатывались для горизонтально однородной подстилающей поверхности. По этой причине они неприменимы в прибрежных районах при хорошо развитой береговой циркуляции, а также в условиях орографически неоднородной подстилающей поверхности. Неприменимы они и для аэродромов, расположенных в черте города. Для более широкого использования методов расчета в оперативной практике необходимо разработать способы учета влияния неоднородностей подстилающей поверхности на вертикальное распределение ветра. Это позволит учесть особенности местоположения конкретных аэродромов как в задачах диагноза, так и в задачах прогноза параметров ветра.

Отметим также, что расчетные методы определения характеристик ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации рекомендуются для практического использования не только из-за их оперативности. В ряде случаев расчетные методы позволяют определять характеристики ветра на малых высотах с боль-

шей точностью, чем однопунктные шарошилотные наблюдения. Наиболее надежно расчетным путем определяются характеристики ветра нижнего 100-метрового слоя, с большей погрешностью определяется ветер на высотах порядка 600 м.

Полученные количественные связи могут быть использованы и в задачах прогноза. В этом случае исходными данными для определения v_z и d_z являются прогностические значения v_{40} , d_{40} и $T_2 - T_H$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагнер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. - 136 с.

2. Вагнер Б.Г., Иванова Л.А., Орленко Л.Р. Численное моделирование вертикальных сдвигов ветра в пограничном слое атмосферы. - Труды ГГО, 1982, вып.468, с.43-49.

3. Орленко Л.Р. Стрoение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. 270 с.

4. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Ч.2. - Л.: Гидрометеиздат, 1965.

5. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. - Л.: Гидрометеиздат, 1985. 302 с.

6. Шкляревич О.Б. Коэффициенты нарастания скорости ветра с высотой в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным. - Труды ГГО, 1975, вып.326, с.122-129.

ОЦЕНКА СКОРОСТИ И СДВИГОВ ВЕТРА НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ
ПО НАЗЕМНОЙ ИНФОРМАЦИИ

В /6/ приведены номограммы для определения вертикальных сдвигов ветра в слое 10-100 м на основе синоптической информации. Эти методы подробно описаны в /4/. Аналогичные методы расчета вертикальных сдвигов ветра на основе стандартной наземной информации для слоев 10-100 и 10-300 м обсуждаются в /5/.

При метеорологическом обеспечении авиации требуются сведения о вертикальных сдвигах ветра в самых нижних слоях. В настоящее время для этого используется слой 10-40 м. В /1, 6/ описан прием, позволяющий оценивать сдвиг ветра в слое 10-40 м по соответствующему значению для слоя 10-100 м. Ниже представлен более строгий метод определения сдвигов ветра в слое 10-40 м на основе стандартной наземной информации.

1. По определению, вертикальный сдвиг ветра в некотором слое $z-z_1$ представляет собой векторную разность скоростей ветра на границах данного слоя. Модуль этого вектора определяется из соотношения

$$|\overrightarrow{\Delta v}|_{z_1-z} = \sqrt{v_z^2 + v_{z_1}^2 - 2v_z v_{z_1} \cos \gamma}, \quad (1)$$

где v_z и v_{z_1} - скорости ветра на уровнях z и z_1 ; γ - угол между направлением векторов ветра на указанных уровнях;

$|\overrightarrow{\Delta v}|_{z_1-z}$ - модуль вектора $\overrightarrow{v}_z - \overrightarrow{v}_{z_1}$.

Направление вектора $\overrightarrow{\Delta v}_{z_1-z}$ (по отношению к направлению ветра на $z=z_1$) может быть определено из соотношения

$$\cos \delta = \frac{v_z \cos \gamma - v_{z_1}}{|\overrightarrow{\Delta v}|_{z_1-z}}, \quad (2)$$

где δ - угол между направлением вектора $\overrightarrow{\Delta v}$ и направлением приземного ветра на уровне $z=z_1$.

Известно (см., например, /2/), что изменение направления ветра с высотой в слое 10-40 м невелико (даже при сильно устойчивом состоянии обычно не превосходит 5-10°). Это позволяет опре-

делять сдвиги ветра в указанном слое по разности скорости ветра на его верхней и нижней границах, т.е. принять

$$|\overline{\Delta v}|_{z_0-z_0} \approx v_{z_0} - v_{z_0} \quad (3)$$

В соответствии с современными представлениями, основными факторами, определяющими вертикальное распределение ветра, являются: скорость геострофического ветра v_g , разность температуры воздуха на нижней (z_0) и верхней (H) границах пограничного слоя $T_0 - T_H$, тип поверхности, обычно характеризуемый параметром шероховатости z_0 , и широта места φ . Указанные факторы определяют ветер при стационарных и горизонтально однородных условиях. При выборе исходной информации для определения $|\overline{\Delta v}|_{z_1-z_2}$ принималось во внимание, что задача прогноза характеристик ветра должна сводиться к их расчету на основе прогностической синоптической информации. В связи с этим в расчетных методах, представленных в /4, 6/, для учета влияния стратификации используется разность температур воздуха на уровне 2 м и на уровне 850 гПа ($T_2 - T_H$), которая хорошо коррелирует с перепадом температур $T_0 - T_H$. Таким образом, в задачах прогноза в качестве исходной информации используются значения v_g , $T_2 - T_H$, z_0 и φ (см. подробнее /3/).

В задачах диагноза сдвигов ветра также необходимо учитывать влияние этих параметров. Отличие состоит лишь в том, что вместо v_g используется скорость ветра v_{10} , измеренная на уровне 10 м. Строгость подхода при этом не нарушается, поскольку значения v_{10} определяются теми же факторами. Связь v_{10} и v_g подробно обсуждается в /2/, а также рассматривается в /6/.

Методы расчета скорости и сдвигов ветра, разработанные при учете лишь указанных факторов, справедливы при стационарных и однородных по горизонтали условиях. Характеристики ветра при этих условиях принято называть фоновыми. Отличие реального ветра от фонового обусловлено влиянием дополнительных факторов: нестационарности процессов, температурной адвекции, неоднородности подстилающей поверхности и т.п.

2. Для описания изменения скорости ветра в нижнем слое широко используются соотношения, вытекающие из теории подобия приземного слоя. Однако необходимая для этого информация в аэропортах отсутствует. Поэтому для этой цели нами использовался простой степенной закон

$$v_z = v_{40} (z/40)^m. \quad (4)$$

С учетом (4)

$$v_z - v_{40} = v_{40} \left[\left(\frac{z}{40} \right)^m - 1 \right]. \quad (5)$$

На основании (4)–(5) ветер и сдвиг ветра могут быть легко рассчитаны, если известно значение показателя степени m . Таким образом, задача определения v_{40} и $v_{40} - v_{10}$ по измеренному значению v_{10} сводится к заданию этого параметра.

Показатель степени m зависит от многих факторов. Известна зависимость m от стратификации. Она исследовалась в ряде работ, однако ни в одной из них в качестве характеристики стратификации не использовался перепад температур на нижней и верхней границах пограничного слоя. Менее изучена зависимость m от выбора нижней и верхней границ слоя, а зависимость m от скорости ветра на нижней границе слоя (в нашем случае v_{10}) в известных нам литературных источниках не рассматривалась.

При закрепленных границах z_1 и z (10 и 40 м) предстояло, таким образом, получить зависимость показателя степени m от трех параметров: v_{10} , $T_2 - T_H$ и параметра шероховатости z_0 , характеризующего тип поверхности. Нами рассматривались два характерных для условий аэродромов типа подстилающей поверхности: травяной покров и снег.

Для получения зависимости m от определяющих факторов использовались средние профили ветра и температуры в стратифицированном пограничном слое атмосферы при разных v_z и z_0 , приведенные в /2/. Для получения этих профилей были использованы данные радиозондирования на ст. Воейково (выше 100 м) и данные градиентных измерений на ст. Колтуши (в слое 0,25–8,6 м). При обобщении материалов наблюдений отбирались безадвективные случаи (или со слабой адвекцией) в сроки 3 и 15 ч, когда в пограничном слое условия близки к стационарным.

Процедура графического определения m сводится к построению профилей ветра в координатах $lg v_z$ и $lg (z/40)$. В слоях, где с достаточной точностью выполняется степенной закон, профиль ветра представляется прямой, тангенс угла наклона которого равен m . По средним профилям были определены m при некоторых значениях v_{10} и $T_2 - T_H$ для двух типов подстилающей поверхности. По

этим данным путем двойной графической интерполяции (по v_{10} и $T_2 - T_H$) были получены значения m для различного набора v_{10} и $T_2 - T_H$ (табл. I). Особое внимание при этом было уделено экстраполяции полученных по материалам наблюдений зависимостей на условия, редко наблюдающиеся. Это, в частности, необходимо для описания изменения скорости ветра с высотой при больших горизонтальных градиентах давления, т.е. при больших v_{10} .

Анализ данных показывает, что значение m очень резко убывает с увеличением v_{10} в области ее малых значений; с ростом v_{10} уменьшение m замедляется, а при $v_{10} \approx 8-10$ м/с изменения m невелики, что позволяет с достаточной точностью экстраполировать полученные для m зависимости в области слабых и умеренных скоростей на большие значения v_{10} . Такая экстраполяция проводилась до $v_{10} \approx 14$ м/с, и далее значение m принималось постоянным и не зависящим от стратификации.

Для получения предельных значений v_{40}/v_{10} и $(v_{40} - v_{10})/v_{10}$ можно также воспользоваться тем обстоятельством, что с ростом v_{10} температурная стратификация воздуха стремится к нейтральной, т.е. при больших скоростях ветра в нижних слоях должен выполняться логарифмический закон изменения ветра с высотой. В связи с этим по средним профилям ветра при нейтральной стратификации оценивалась толщина логарифмического подслоя. Оказалось, что в теплый период она увеличивается с ростом v_g (соответственно и v_{10}) от 8-10 м при слабых скоростях до 30 м при $v_g \approx 20$ м/с. Есть основания считать, что при $v_g \approx 30 \dots 40$ м/с ($v_{10} \approx 12 \dots 14$ м/с) в нижнем 40-метровом слое логарифмический закон выполняется с достаточной точностью. При $z_0 = 1,8$ см (параметр шероховатости для теплого периода) по логарифмическому закону $v_{40}/v_{10} = 1,219$, $m = 0,143$, что соответствует предельному значению m , полученному путем экстраполяции эмпирических зависимостей.

Однако такой подход можно было использовать лишь для теплого периода. Над снежной поверхностью толщина логарифмического подслоя в диапазоне v_g от 7 до 20 м/с составила 4-5 м. Поэтому рассчитанные по логарифмическому закону при шероховатости снежной поверхности $z_0 = 0,07$ см значения v_{40}/v_{10} и m (соответственно 1,145 и 0,098) оказались существенно заниженными по сравнению с экстраполированными на основании экспериментальных данных.

Как следует из приведенных в табл. I данных, значение m су-

щественно зависит от $T_2 - T_H$ и u_{10} . Сезонные же различия проявляются в основном при устойчивой стратификации (в теплый период m больше, чем в холодный). Это позволяет предельные значения для u_{40}/u_{10} выбрать одинаковыми для разных сезонов (для больших высот различия сохраняются [3, 67]).

С учетом табл. I на основании (4) и (5) можно получить значения u_{40} и $u_{40} - u_{10}$ при разных u_{10} и $T_2 - T_H$. Соответствующие сведения о сдвигах ветра приводятся в табл. 2. По этим данным могут быть построены номограммы для определения $u_{40} - u_{10}$ по u_{10} и $T_2 - T_H$.

Известно, что инверсионные условия являются благоприятными для формирования значительных сдвигов ветра. Это отражено и в табл. 2 (инверсии в приземном слое наблюдаются при $T_2 - T_H \leq 7^\circ\text{C}$ и развиты тем сильнее, чем меньше $T_2 - T_H$).

Выше указывалось, что значения показателя степени m существенно зависят от выбора x_1 и x . Представленные в табл. I значения m могут быть использованы для оценки скорости ветра на различных уровнях лишь в пределах слоя 10–100 м. Методы расчета u_x/u_{10} для вышележащих уровней описаны в [3, 67].

3. Методы расчета u_{40} и $u_{40} - u_{10}$ по стандартной наземной информации были проверены на независимом экспериментальном материале. Для этой цели использовались материалы градиентных наблюдений, выполненных в мае–августе 1983 г. на 40-метровой мачте на ст. Колтуши, расположенной в условиях достаточно однородной подстилающей поверхности. Измерения скорости ветра производились с помощью контактных анемометров (М-25 в слое 0,25–8,6 м и М-92 в слое 10–40 м), предварительно сверенных между собой. Для проверки использовались среднечасовые значения. Целью проверки было выявление систематических погрешностей расчетных методов и оценка возможности использования этих методов в нестационарных условиях. Проводилась она с учетом определяющих факторов.

Некоторые результаты проверки зависимости u_{40} от u_{10} представлены на рис. 1, на котором сплошными кривыми даются расчетные зависимости, точками – экспериментальные данные. Кривая 1 соответствует $T_2 - T_H = 14^\circ\text{C}$, кривая 2 – $T_2 - T_H = 4^\circ\text{C}$. Аналогичная зависимость для $T_2 - T_H = 9^\circ\text{C}$ дается на рис. 2.

По этим данным можно судить и о точности расчета u_{40} . Разброс данных наблюдений около расчетных кривых невелик. При неустойчивой и нейтральной стратификации основной разброс данных не превышает ± 1 м/с. Несколько больше разброс данных при устой-

Таблица 2

Значения $v_{40} - v_{10}$ для разных v_{40} и $T_2 - T_H$

v_{40} м/с	Травяной покров ($z_0 \approx 2$ см)										Снежная поверхность ($z_0 \approx 0,05 \dots 0,1$ см)									
	$T_2 - T_H$ °С										$T_2 - T_H$ °С									
	≤ 4	5	7	9	II	IV	≤ -2	2	5	7	9	II	IV	≤ -2	2	5	7	9	II	
2	1,8	1,7	1,3	0,9	0,5	0,2	2,1	1,9	1,5	1,2	0,8	0,5	0,2	2,1	1,9	1,5	1,2	0,8	0,5	
4	2,6	2,5	2,1	1,5	0,9	0,5	2,8	2,5	2,0	1,7	1,4	0,9	0,5	2,8	2,5	2,0	1,7	1,4	0,9	
6	3,2	2,9	2,5	1,9	1,2	0,8	3,1	2,8	2,4	2,1	1,8	1,3	0,8	3,1	2,8	2,4	2,1	1,8	1,3	
8	3,3	3,2	2,8	2,2	1,6	1,2	3,4	3,1	2,7	2,4	2,1	1,7	1,2	3,4	3,1	2,7	2,4	2,1	1,7	
10	3,4	3,3	3,0	2,5	1,9	1,6	3,6	3,3	2,8	2,7	2,4	2,1	1,6	3,6	3,3	2,8	2,7	2,4	2,1	
12	3,5	3,4	3,2	2,8	2,4	2,2	3,8	3,5	3,2	2,9	2,7	2,5	2,2	3,8	3,5	3,2	2,9	2,7	2,5	
14	3,6	3,6	3,4	3,0	2,9	2,8	4,0	3,7	3,4	3,2	3,0	2,8	2,8	4,0	3,7	3,4	3,2	3,0	2,8	

Примечание. При $v_{40} > 14$ м/с $v_{40} - v_{10} \approx 0,2 v_{40}$.

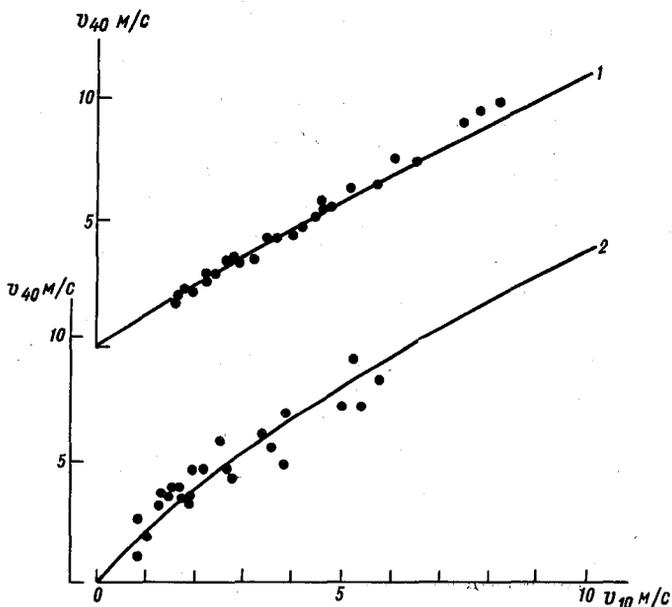


Рис. I.

чивой стратификации, однако и при этом он в пределах ± 2 м/с.

Существенная изменчивость m в суточном ходе обусловлена влиянием двух факторов: уменьшением $T_2 - T_H$ при переходе от дня к ночи и уменьшением v_{40} с ростом устойчивости (в обычных условиях эти факторы дополняют друг друга). Таким образом, учет этих факторов отражает суточную изменчивость m . Вместе с тем на величину m может оказать влияние нестационарность процессов в пограничном слое при хорошо выраженном суточном ходе температуры подстилающей поверхности. Чтобы оценить это влияние, сопоставление полученных зависимостей v_{40} от v_{10} с наблюдениями проводилось с учетом сроков наблюдений.

В качестве иллюстрации на рис.2 такое сопоставление дается при нейтральной стратификации. Сплошная кривая на рис.2 соответствует расчетной зависимости v_{40} от v_{10} , полученной, как ука-

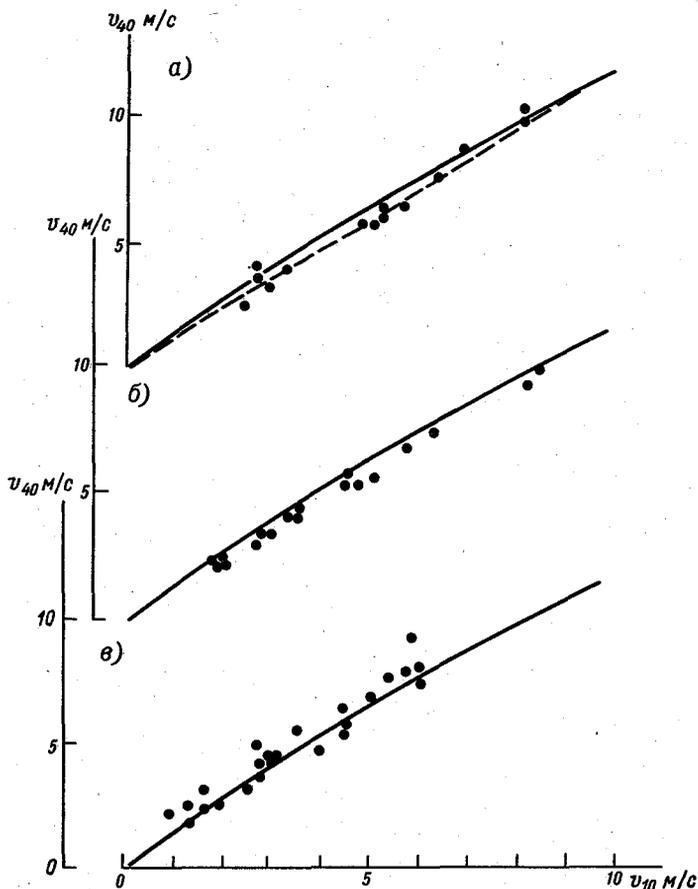


Рис.2.

звалоcь выше, для квазиcтационарных и горизонтально однородных условий. Точки характеризуют экспериментальные данные: на рис.2 а - для дневных и ночных сроков (0, 3, 12, 15 ч), на рис.2 б - для утренних сроков (6, 9 ч), на рис.2 в - для вечерних сроков (18, 21 ч).

Анализ полученных данных свидетельствует о том, что имеют

место некоторые систематические расхождения между значениями скорости ветра, полученными в результате измерений и рассчитанными с учетом табл. I. При этом в утренние часы измеренные значения v_{40} оказываются несколько ниже, в вечерние часы — несколько выше расчетных. Однако влияние нестационарности как в утренние, так и в вечерние часы невелико (расхождения в среднем, не превышают 0,5 м/с).

На рис. 2 штриховой кривой дается зависимость, вытекающая из логарифмического закона изменения ветра с высотой (при $z_0 = 1,8$ см). Выше указывалось, что высота слоя, в котором достаточно строго выполняется этот закон, при слабых скоростях значительно менее 40 м. Из приведенных данных следует, что с достаточной для практики точностью при нейтральной стратификации логарифмический закон можно использовать до 40 м при всех скоростях ветра. Но этот вывод справедлив лишь для теплого периода.

Хорошее согласование рассчитанных и измеренных значений v_{40} является показателем того, что и соответствующие значения $v_{40} - v_{10}$ — также неплохо согласуются, хотя, как и следовало ожидать, разброс данных наблюдений около расчетных кривых оказался несколько больше. Это связано с тем, что величина $v_{40} - v_{10}$ определяется по материалам наблюдений как малая разность двух больших величин. Разброс данных является в основном случайным и, как правило, находится в пределах ± 1 м/с в случае неустойчивой и нейтральной стратификации и $\pm 1,5$ м/с в случае устойчивой.

К сожалению, аналогичные данные для зимнего периода отсутствуют. Поэтому не представляется возможным проверить предложенный метод расчета v_{40} и $v_{40} - v_{10}$ над снежной поверхностью. Такая проверка может быть проведена по данным наблюдений на тех аэродромах, где в настоящее время имеются дополнительные наблюдения за ветром на высотах порядка 40 м.

В заключение необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство.

В соответствии с принятой классификацией сильными считаются сдвиги, равные 4–6 м/с, очень сильными — более 6 м/с на 30 м высоты. Из приведенных данных следует, что в слое 10–40 м сильные фоновые сдвиги ветра не наблюдаются. В реальных же условиях сильные сдвиги ветра могут быть обусловлены наложением влияния дополнительных факторов (нестационарности, мезоэффектов), а также пульсацией сдвига ветра (при метеообеспечении авиации период осреднения принят равным 2 мин). Это указывает на необходимость

разработки методов учета дополнительных эффектов при оценках сдвигов ветра на малых высотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев А.А., Глазунов В.Г. Сдвиги ветра, турбулентность и вертикальные потоки в нижнем слое атмосферы, влияющие на взлет и посадку воздушных судов. Временные методические рекомендации для синоптиков АМС, АМС, ЗАМС и МГАМС. - Л.: Гидрометеиздат, 1979, 32 с.
2. Орленко Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. 270 с.
3. Орленко Л.Р., Степанова В.М. Определение скорости и направления ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации. - См.настоящий сборник.
4. Орленко Л.Р., Шкляревич О.Б. Методика расчета вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по синоптической информации. - Труды ИГО, вып.454, 1981, с.80-90.
5. Орленко Л.Р., Шкляревич О.Б. О расчете вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации. - Труды ИГО, вып.454, 1981, с.91-96.
6. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. Гл.1. - Л.: Гидрометеиздат, 1985. 302 с.

РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ НОЧНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ
С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА

В ходе ночной эволюции планетарного пограничного слоя (ПС) над охлаждающейся поверхностью при ясной погоде характерной особенностью поля температуры является наличие инверсии, а особенностью поля ветра — возникновение максимума скорости, часто превышающего значения скорости геострофического ветра, на малых высотах вблизи земной поверхности. Как показано в /8/, уровень максимума скорости с большой вероятностью совпадает с верхней границей примыкающего к поверхности, турбулизованного слоя (H_*), т.е. с уровнем обращения в нуль турбулентных потоков.

В разные моменты времени соотношение между положением этой границы и верхней границы инверсионного слоя (H_i) может быть различным /4/.

С учетом особенностей структуры ночного ПС может быть сформулирована интегральная модель эволюции этого слоя /8/. В работах /4, 8/ разные варианты такой модели были применены для оценки временной изменчивости параметров струи нижнего уровня, средних по слою скорости и температуры и других характеристик. В /4/ не было учтено влияние радиационного теплообмена на формирование температурного поля в динамическом пограничном слое, прилегающем к земной поверхности. В настоящей работе с помощью интегральной модели ночного ПС мы попытаемся проанализировать количественный эффект указанного влияния. Для этого введем изменения в систему уравнений, рассмотренную в /4/. Система уравнений включает в себя уравнения, описывающие временную эволюцию средних по слою составляющих скорости ветра и составляющих скорости на уровне $z = H_*$, а также линейное уравнение релаксации для определения функции $H_*(t)$. Перечисленные уравнения использованы в том виде, что и в работах /4, 8/. Уравнения для средней по слою потенциальной температуры (φ_c) и для температуры на уровне $z = H_*(\varphi_0)$ модифицированы за счет включения в них членов, учитывающих радиационный теплообмен. Эти уравнения записываются в таком виде:

$$\frac{\partial \varphi_c}{\partial t} = \frac{\Delta \varphi}{H_*} \frac{\partial H_*}{\partial t} + \frac{w' \varphi_0'}{H_*} + \frac{F_{H_*} - F_0}{H_*}, \quad (I)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = G_* \frac{\partial H_*}{\partial t} - \frac{c_m \alpha_T v_*}{1 + \alpha \frac{H_*}{L}} \frac{\Delta v}{H_*} + \frac{\partial F}{\partial z} \Big|_{z=H_*}, \quad (2)$$

где

$$v_c = \frac{1}{H_*} \int_{h_g}^{H_*} v(z) dz; \quad \Delta v = v_b - v_c,$$

$$G_* = \frac{\partial v^+}{\partial z} \text{ при } \frac{\partial H_*}{\partial t} > 0,$$

$$G_* = \frac{\Delta v}{H_*} \text{ при } \frac{\partial H_*}{\partial t} < 0,$$

F - радиационный поток тепла, $\frac{\partial v^+}{\partial z}$ - заданный градиент температуры на высотах $z = H_*$, $w'v'$ - турбулентный поток тепла на уровне шероховатости, h_g - высота приземного подслоя (множители α , c_m и α_T задаются постоянными). Остальные обозначения общеприняты. Основное допущение, использованное при записи уравнений (1), (2), сводится к тому, что при $z \rightarrow H_*$ турбулентные потоки тепла стремятся к нулю, а градиенты температур при этом в ноль не обращаются /8/. В простой модели, которая используется в данной работе, не имеет смысла развивать сложную схему расчета радиационных притоков тепла. Приближенный учет радиационного теплообмена в этой задаче будет выполнен, если будет предложен способ оценки высоты h_n , средней температуры или профиля температуры в слое $[H_*, h_n]$ и, разумеется, параметризованы радиационные изменения температуры в уравнениях (1), (2). Обычный метод получения прогностического уравнения для h_n сводится к интегрированию уравнения притока тепла в слое от z_0 до h_n с последующей параметризацией компонент баланса тепла в слое. Успешность применения полученного уравнения для h_n зависит от того, насколько удачно выполнена эта параметризация. Если предположить, как это сделано в /4/, что профиль температуры в слое $[z_0, h_n]$ описывается соотношением

$$v = v_{h_n} - (v_{h_n} - v_s) \left(1 - \frac{z}{h_n}\right)^\delta, \quad (3)$$

где v_s - температура поверхности, $\delta = \text{const}$, то, как показано в /7/, прогностическое уравнение для h_n может быть приведено к виду

$$\frac{\partial h_n}{\partial t} = -A h_n \left(\frac{\partial v_s}{\partial t} \right) \frac{1}{(v_{h_n} - v_s)}, \quad (4)$$

где $A = \text{const}$.

В соответствии с выражением (4) удобно параметризовать радиационные числа в уравнениях (1, 2) интерполяционной формулой, предложенной в работе /10/:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t}\right)_r = c_f \frac{\partial \vartheta_s}{\partial t} \left(1 - \frac{z}{h_n}\right) + \frac{\partial \vartheta_{h_n}}{\partial t} \frac{z}{h_n}, \quad (5)$$

где $c_f = \text{const}$.

Температура на уровне $z = h_n$ при введенных допущениях будет рассчитываться по формуле

$$\vartheta_{h_n} = \frac{\vartheta_{H_0} + \vartheta_s (1 - H_0/h_n)^b}{1 - (1 - H_0/h_n)^b}. \quad (6)$$

Система уравнений приводится к безразмерному виду и решается численно /4/. При нормировании уравнений и граничных условий использованы следующие масштабы времени, длины скорости и температуры:

$$T_m = \frac{1}{l}, \quad H_{*0}; \quad V_{g_0}; \quad \Delta \vartheta_0 = \vartheta_{s_0} - \vartheta_{s_0},$$

где l - параметр Кориолиса, V_g - модуль геострофического ветра, H_{*0} и $\Delta \vartheta_0$ - высота верхней границы турбулизованного слоя и перепад температур в слое толщиной H_{*0} в начальный момент времени. Константы в уравнениях выбраны в соответствии с рекомендациями, изложенными в /4, 7, 9/: $a = 5,0$; $A = 0,8$;

$c_f = 0,8$. Значения b варьировались от 1,0 до 2,0.

Численные эксперименты позволяют проанализировать влияние радиационного теплообмена на структуру ночного ПС. Приведем некоторые результаты такого анализа.

Очевидно, что учет в модели радиационного теплообмена проявляется прежде всего в расчетных профилях температуры. Однако при этом изменяются и толщина турбулизованного слоя, и расчетные значения скорости ветра. Поскольку дополнительное выхолаживание на каждом уровне сглаживает профиль температуры, подавляющее влияние плавучести на турбулентность ослабляется. Это вызывает в свою очередь подъем границы турбулизованного слоя. Толщины слоев и характер эволюции их над охлаждающейся поверхностью существенно зависят от внешних условий, в которых развивается ночной ПС. Внешние условия определяются в данной модели параметрами

$H_p = H_{*0} l / V_g$ и $Ri_p = -\beta \frac{\Delta \vartheta_0 H_{*0}}{V_g}$, где β - параметр плавучести. При больших значениях Ri_p уменьшение толщины турбулизованного слоя происходит гораздо интенсивнее, чем при малых Ri_p . В частности,

при $|Ri_p| \approx 60$, через 3-4 ч после начала охлаждения H_* / H_{*0} стабилизируется около значения 0,07 при экспоненциальном убывании температуры поверхности со временем. При малых V_g образуются достаточно мощные инверсионные слои для $|Ri_p| \approx 60 h_n / H_{*0} \rightarrow 0,5$ при $t \rightarrow t_m$, где t_m - время релаксации характеристик пограничного слоя к установившимся значениям. При этом в течение всей ночи сохраняется заметное различие в толщинах слоев h_n и H_* , которое не устраняется учетом радиационных эффектов. При больших значениях V_g и малых $\Delta \theta_0$ иногда оказывается, что охлаждение поверхности не может подавить турбулентность в достаточной мере, и в течение всей ночи сохраняется соотношение $H_* > h_n$.

Наиболее вероятной является реализация соотношения $H_* > h_n$ в первые часы после начала охлаждения поверхности с постепенным переходом к соотношению $h_n > H_*$ при $t \gg t_0$.

Это демонстрирует определенную ограниченность моделей, в которых принято постоянное соотношение между H_* и h_n / I/.

Использование соотношения (5) - это не единственный способ параметризации радиационных притоков тепла в ночном пограничном слое атмосферы. В /6/ показано, что анализ расчетных значений $\partial F / \partial z$ дает достаточно надежное основание для того, чтобы связывать радиационные притоки тепла в инверсионном слое, полученные по данным наблюдений, с перепадом температур в этом слое. Параметризация величины $(F_{H_*} - F_0) / H_*$ в уравнении (I) с помощью уравнения регрессии, полученного в /5/, была также использована в данной модели. При этом на начальной стадии эволюции ПС, когда $H_* > h_n$, предполагалось, что максимум радиационной теплоотдачи приходится на нижний, инверсионный слой, и в уравнении для ψ отбрасывался член $\partial F / \partial z|_{z=H_*}$. При $h_n > H_*$ используется подтвержденное экспериментально предположение о том, что градиент $\partial F / \partial z$ в инверсионном слое мало меняется с высотой. На основе численных экспериментов были проанализированы два варианта параметризации радиационных притоков: I вариант, в котором использовано соотношение (5), и II вариант, основанный на уравнении регрессии, полученном в /5/. Результаты сравнения расчетных значений интегральных характеристик ПС приведены в табл. I и 2. В табл. I показаны значения безразмерной высоты верхней границы инверсии (h_n / H_{*0}) и турбулизованного слоя $(\frac{H_*}{H_{*0}})$ через 3 и 6 ч после начала охлаждения поверхности в зависимости от способа задания радиационных притоков тепла.

В табл. 2 представлены расчетные значения модуля максималь-

Таблица I

Расчетные значения $h_{\text{н}}/H_{\text{н}0}$ и $H_{\text{з}}/H_{\text{н}0}$ в зависимости от способа задания радиационных притоков тепла через 3 и 6 ч после начала охлаждения поверхности
($Ri_{\rho} = 30$, $H_{\rho} = 40$)

Вариант	$h_{\text{н}}/H_{\text{н}0}$			
	3 ч	6 ч	3 ч	6 ч
I	0,18	0,23	0,11	0,18
II	0,18	0,25	0,18	0,34

Таблица 2

Расчетные значения $|\overline{V}_m|/V_g$ в различные моменты времени в зависимости от способа задания радиационных притоков тепла ($Ri_{\rho} = 30$, $H_{\rho} = 40$)

Вариант	Время, ч			
	2	4	6	8
I	0,80	1,12	1,35	1,45
II	1,12	1,79	1,95	2,15
III	0,92	1,07	1,20	1,25

Таблица 3

Сравнение расчетных скоростей ветра на оси струи $|\overline{V}_m|$ (м/с); полученных по разным моделям при $Ri_{\rho} = 30$, $H_{\rho} = 40$

$ \overline{V}_g $ м/с	$t = 4$ ч		$t = 6$ ч	
	ИМ	ДМ	ИМ	ДМ
5	5,5	5,4	6,3	5,8
10	10,6	10,3	11,8	11,2

ной скорости ветра, нормированного на модуль скорости геострофического ветра у земли ($|\bar{V}_m|/V_g$), полученные в разные моменты ночной эволюции пограничного слоя при разных способах задания радиационных притоков. В III варианте расчета влияние радиационных притоков не учитывалось.

Анализ таблиц показывает, что влияние способа параметризации $\partial F/\partial z$ заметно сказывается на величинах H_*/H_{*0} и $|\bar{V}_m|/V_g$. Величины h_i/H_{*0} оказались близкими при разных вариантах расчета.

Различия в расчетных значениях увеличиваются в процессе эволюции ПС. Так, высоты турбулизованного слоя через 6 ч после начала охлаждения поверхности различаются в I и II вариантах примерно в 1,5–1,8 раза. Так же различаются и расчетные значения максимальной скорости. Значения средней скорости ветра в слое (z_0 , H_*) гораздо меньше зависят от используемого в схеме варианта учета $\partial F/\partial z$. Временная изменчивость $|\bar{V}_m|/V_g$ при учете радиационной теплоотдачи проявляется более заметно, чем в тех случаях, когда расчеты проводились без учета радиационных эффектов. Скорость изменения величины $|\bar{V}_m|/V_g$ в течение ночи несущественно меняется в зависимости от использованного варианта учета $\partial F/\partial z$. Представляет интерес сравнение характеристик, вычисляемых на основе простой интегральной модели ПС с результатами оценок по многоуровневой дифференциальной модели нестационарного ПС. Один из вариантов такой модели, построенной с учетом радиационного теплообмена, описан в работе /3/. Для сравнения выбран пример, соответствующий такому начальному состоянию пограничного слоя, при котором $\partial \delta/\partial z = \gamma_a$ и $V_g = 10$ м/с. Как показано в /3/, дифференциальная модель удовлетворительно воспроизводит для этого случая реальные квазистационарные профили скорости ветра, используемые в качестве начальных условий при расчете эволюции ночного слоя. На рис. I показана временная эволюция толщины слоев H_* и h_i , рассчитанная по двум обсуждаемым моделям при одинаковом охлаждении поверхности. Кривыми 1, 2 на рис. I а показаны рассчитанные по дифференциальной модели значения H_* в разные моменты времени без учета радиационной теплоотдачи (1) и с учетом этого эффекта (2). Кривые 3 и 4 на этом же рисунке получены по интегральной модели. Расчетные значения H_* получены при этом двумя способами: с учетом радиационной теплоотдачи по формуле (5) (кривая 3) и с оценкой радиационных притоков тепла на основе уравнения регрессии из /5/ (кривая 4). Рис. I б иллюстрирует вре-

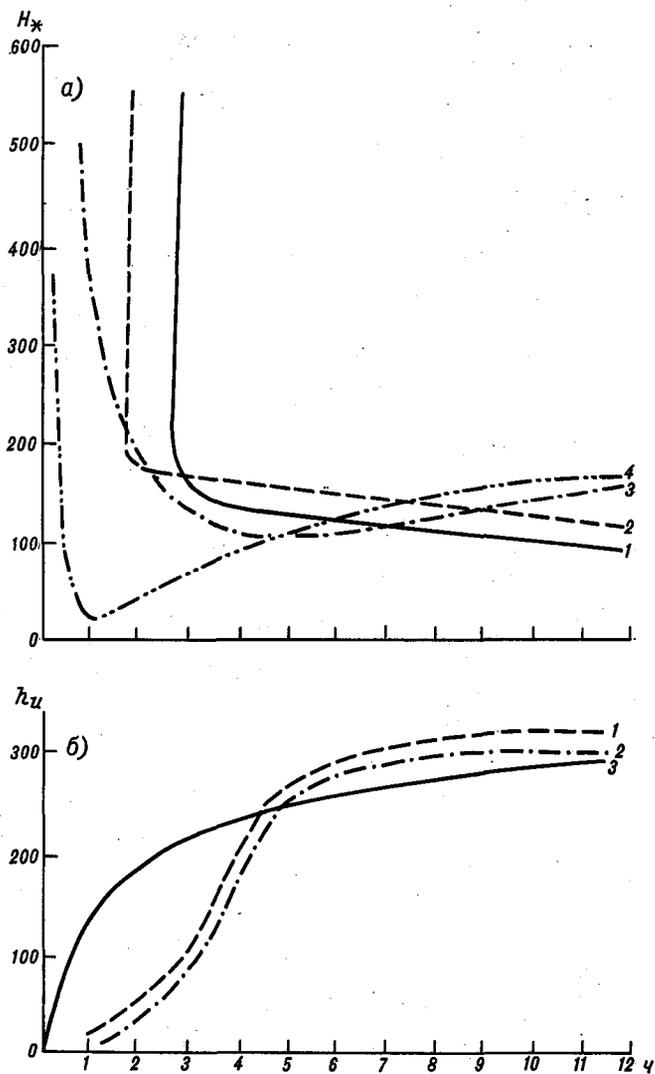


Рис. I.

менную эволюцию слоя инверсии. На рисунке кривые 1, 2 рассчитаны по дифференциальной модели (кривая 1 - с учетом радиации, кривая

2 - без учета этого эффекта); кривая 3 - получена по интегральной модели с учетом радиации.

Расчеты показывают, что в начальные моменты времени скорость изменения высоты границы турбулизованного слоя $\partial H_* / \partial t$, полученная по интегральной модели, превышает значение $\partial H_* / \partial t$, полученная по дифференциальной модели. Степень согласованности значений $\partial H_* / \partial t$, рассчитанных по разным моделям, зависит от способа параметризации радиационного притока тепла в интегральной модели. Использование уравнения (5) в интегральной схеме расчета уменьшает скорость сжатия турбулизованного слоя в переходные часы и сближает расчетные значения H_* , полученные по разным моделям. В табл.3 приведены значения скорости ветра на оси струи нижнего уровня, рассчитанные по интегральной модели (ИМ) и дифференциальной модели (ДМ) при разных значениях скорости геострофического ветра в разные моменты времени.

Из таблицы видно, что агеострофические отклонения скорости оказываются большими при расчетах по интегральной модели вне зависимости от значения V_g .

Представляет интерес проанализировать возможность применения моделей ночного ПС для оценки сдвигов ветра - практически важной характеристики, используемой для описания метеорологической ситуации в районе аэропортов. Если определить сдвиг ветра в слое (z_1, z_2) как $|\Delta \vec{V}| = \sqrt{V_1^2 + V_2^2 - 2V_1 V_2 \cos \delta}$ (где δ - угол между векторами скорости ветра \vec{V}_1 и \vec{V}_2), становится ясно, что интегральная модель позволяет рассчитывать $|\Delta \vec{V}|$ в слое, в котором наиболее вероятны максимальные значения этой характеристики. Имеется ряд исследований, в которых на основе натуральных наблюдений ищутся связи между величинами сдвига скорости и скоростью ветра и градиентом температур в слое инверсии [2]. Модельные оценки показали, что в диапазоне значений Ri_p , при которых совпадают значения h_i и H_* , существует однозначная зависимость между значениями $\beta_m = |\Delta \vec{V}| / H_*$, $\hat{\gamma} = \Delta \hat{v} / h_i$ и $|\vec{V}_m| / V_g$. Характер этой зависимости иллюстрируется рис.2, на котором показаны изолинии значений $\beta_m \cdot 10^{-2}$ (c^{-1}) при разных значениях градиентов температур и нормированной скорости ветра в слое инверсии для установившегося состояния ночного ПС. Учет модельных связей при обработке данных наблюдений, по-видимому, может повысить степень надежности эмпирических соотношений.

Известно, что экспериментальные соотношения оказываются наиболее устойчивыми, если они получены по данным наблюдений в условиях квазистационарного режима.

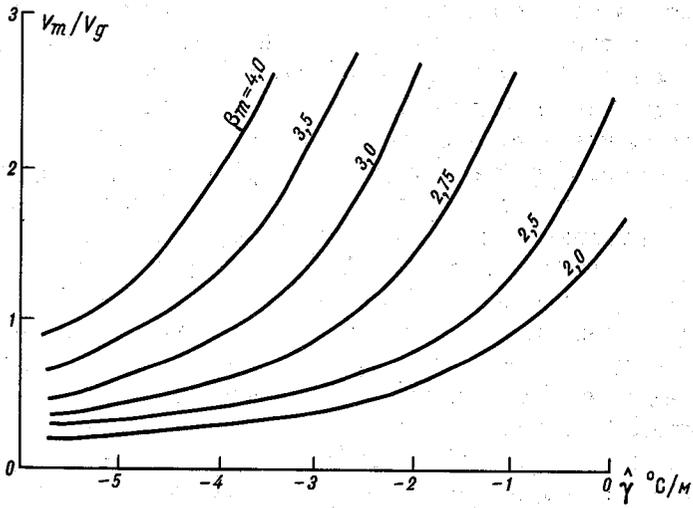


Рис. 2.

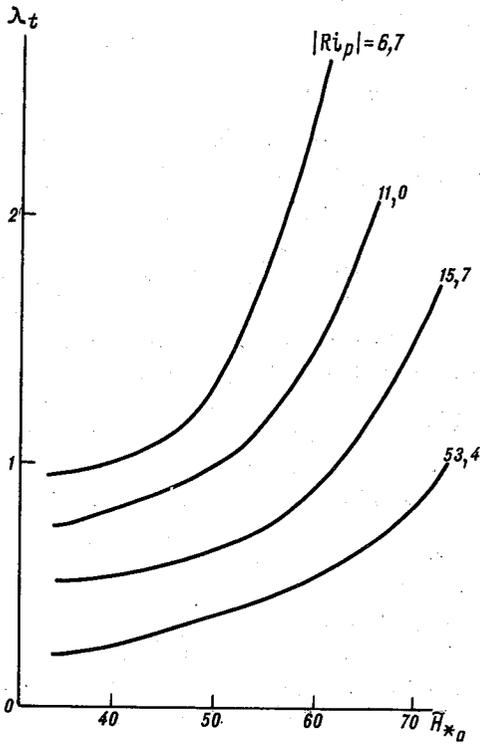


Рис. 3.

Учет влияния нестационарности на характеристики поля ветра на основе систематизации экспериментальных данных выполнить достаточно сложно. Для этой цели более надежными могут быть модельные оценки. В качестве примера использования интегральной модели для учета влияния нестационарности процесса на сдвиги ветра приведем расчетные значения величины $\lambda_z = (\beta_m)_6 / (\beta_m)_2$, где $(\beta_m)_6$ и $(\beta_m)_2$ - сдвиг скорости через 6 и 2 ч соответственно от момента $t = t_0$, совпадающего с началом охлаждения подстилающей поверхности. На рис.3 приведены значения λ_z в зависимости от параметров Ri_p и \overline{H}_{*0} . Расчет выполнен для случая, когда температура поверхности понижалась со временем по экспоненциальному закону. Параметры экспоненты определяются по данным натуральных экспериментов.

Проведенный анализ показывает, что интегральные характеристики ночного ПС с одинаковой точностью описываются как дифференциальной, так и интегральной моделями этого слоя. Учет радиационной теплопередачи позволяет уточнить положение границы слоя, в котором осуществляется вблизи поверхности турбулентный перенос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б е с ч а с т н о в О.Л. Прогностические уравнения для масштабов пограничного слоя атмосферы в условиях устойчивой стратификации. - Труды ИЭМ, 1984, вып.33(108), с.13-19.
2. Г л а з у н о в В.Г., К а б а н о в А.Н. Вертикальные сдвиги ветра в слое приземной инверсии температур. - Труды ГИМ, 1982, вып.247, с.79-90.
3. М е л к а я И.Ю. Применение модели ночного пограничного слоя к расчету струйных течений нижнего уровня. См. настоящий сборник.
4. Н а д е ж и н а Е.Д. Интегральная модель для расчета эволюции характеристик пограничного слоя в условиях устойчивой стратификации. - Труды ГГО, вып.483, 1984, с.3-13.
5. Ш к л я р е в и ч О.Б. Оценка радиационных притоков тепла в ночном пограничном слое. См. настоящий сборник.
6. О р л е н к о Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. 269 с.
7. W e t z e l P.J. Toward parameterization of the stable boundary layer. - J. Appl. Meteor., 1982, v. 21, N 1, p. 432-440.

8. Z e m a n O. Parameterization of the dynamics of stable boundary layers and nocturnal jets. - J. Atm. Sci., 1979, v. 36, N 5, p. 792-804.

9. B i n k o w s k i M. Simple model for the diurnal variations of the mixing depth and transport. - Bound. Lay. Meteor., 1983, v. 27, N 3, p. 11-27.

10. Y a m a d a T. Prediction of the nocturnal surface inversion height. - J. Appl. Meteor., 1979, N 18, p. 526-531.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ НОЧНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
К РАСЧЕТУ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ НИЖНЕГО УРОВНЯ

Известно, что струйные течения являются характерной особенностью ночного пограничного слоя (НПС) и связаны с формированием приземной инверсии. При численном моделировании пограничного слоя в рамках гипотезы Буссинеска в настоящее время широко используются соотношения Колмогорова, справедливые для инерционного интервала спектра турбулентности.

Ослабление турбулентности в инверсионном слое увеличивает роль нетурбулентных видов обмена, в том числе и волнового. В этих условиях соотношения Колмогорова требуют дополнительного обоснования. В то же время ночное сжатие пограничного слоя и струйный характер течения обуславливают заметное увеличение вертикальных градиентов скорости ветра, что препятствует вырождению турбулентности. Последнее означает, что и в ночное время вблизи поверхности существует слой хорошо развитой турбулентности, которую можно описывать на основе традиционных представлений. Данные пульсационных измерений в НПС /5/ подтверждают это.

Рассмотрим процесс формирования струйных течений в рамках модели пограничного слоя /3/, адаптированной к нестационарным условиям.

Исходная система уравнений содержит уравнения движения (ось Ox совпадает с направлением геострофического ветра)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + \tau v, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - \tau(u - v_g), \quad (2)$$

уравнение притока тепла

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta_v}{\partial z} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (3)$$

уравнение переноса водяного пара

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (4)$$

уравнение баланса энергии турбулентности

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{g}{T} \frac{\partial v_v}{\partial z} \right] + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{c b^2}{k}, \quad (5)$$

гипотезы замыкания

$$k = l \sqrt{b}, \quad l = -\alpha c^{1/4} \frac{b/k}{\partial(b/k)/\partial z} \quad (6)$$

Граничные условия имеют следующий вид:

при $z = z_0$

$$u = v = 0, \quad k \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad q = q_0,$$

$$\frac{\partial v_v}{\partial t} = \frac{\partial T_s(t)}{\partial t} (1 + 0,61 q_0). \quad (7)$$

при $z \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow V_g, \quad v \rightarrow 0, \quad b \rightarrow 0, \quad q \rightarrow q''(z),$$

$$\frac{\partial v_v}{\partial t} \rightarrow \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R}{\partial z}. \quad (8)$$

Начальные вертикальные профили температуры и влажности задаются в виде

$$v_v^H(z) = (T_s - T_0 z)(1 + 0,61 q''(z)) + T_0 z, \quad (9)$$

$$q''(z) = \begin{cases} q_0, & z \leq 1250 \text{ м} \\ q_0 - 1,5 \cdot 10^{-5}(z - 1250), & z > 1250 \text{ м.} \end{cases} \quad (10)$$

Распределение составляющих скорости ветра и энергии турбулентности в начальный момент определялось стационарованием системы уравнений (1), (5)–(6) при соответствующих граничных условиях.

Здесь $\vartheta_v = T(1 + 0,61q) + \gamma_0 z$ – виртуальная потенциальная температура, q – массовая доля водяного пара, γ_0 – начальный градиент температуры, $\partial T_s / \partial t$ – скорость охлаждения поверхности, которая задавалась в виде

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = c_1 \quad (II)$$

или

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = c_1 \exp(-c_5 t) \quad (I2)$$

либо определялась из соотношения, полученного из уравнений теплового баланса и теплопроводности почвы /8, 10/,

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = c_2 (R_0 - P_0 - LE_0 - B_h), \quad (I3)$$

где c_1 , c_5 , $c_2 = (\rho_s c_s h)^{-1}$ – постоянные, $\rho_s c_s$ – объемная теплоемкость почвы, h – глубина тонкого приповерхностного слоя почвы с постоянной температурой, R_0 – радиационный баланс, P_0 , LE_0 – турбулентные потоки явного тепла и теплоты фазовых превращений у поверхности, B_h – поток тепла в почве на глубине h (задавался постоянными в соответствии с измерениями /11/).

Баланс длинноволновой радиации R рассчитывался с помощью интегральной функции пропускания Ф.Н.Шехтер. Алгоритм расчета подробно изложен в /4/.

Разностная аппроксимация и алгоритм численного решения системы уравнений (I)–(I3) дан в /3/.

Численные эксперименты выполнены при следующих значениях постоянных: $\alpha_b = 0,7$; $c = 0,05$; $\kappa = 0,4$; $c_2^{-1} = 4 \cdot 10^{-4}$ Дж/(м·К); $B_h = -40$ Вт/м²; $c_5 = 0,2$.

Проанализируем результаты расчета.

Пример образования струйного течения представлен на рис. I

($V_g = 10$ м/с, $\gamma_0 = 10$ К/км, $\partial T_s / \partial t = -2$ К/ч). Началь-

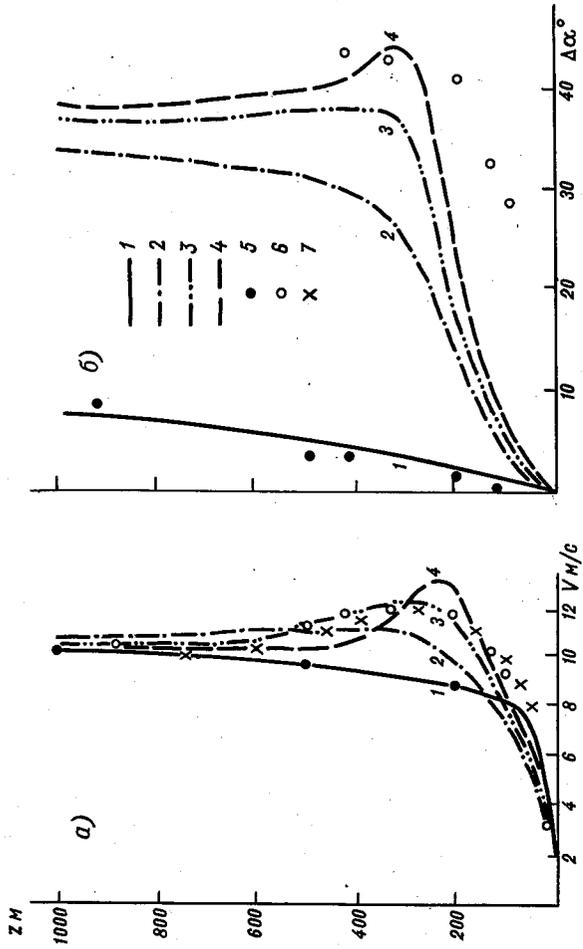


Рис. I.

ный профиль (кривая 1) скорости (а) и направления (б) ветра характеризует условия интенсивного турбулентного перемешивания в пограничном слое. Постепенное охлаждение подстилающей поверхности и формирование устойчивого слоя сопровождается увеличением градиентов скорости. Через 5 ч (кривая 2) профиль скорости уже имеет отчетливо выраженный струеобразный характер. С течением времени (через 8 и 12 ч — кривые 3 и 4 соответственно) струя опускается, обостряется и постепенно стабилизируется. Правый поворот ветра с высотой, слабый в начальный момент, постепенно усиливается (кривые 2-4 на рис. 1 б соответствуют тем же моментам времени, что и по рис. 1 а), а через 8-12 ч тоже приобретает струеобразный характер.

На рис. 1 приведены экспериментальные средние профили скорости и направления ветра для условий термической стратификации в начальный момент (при перепаде температура в слое 2-1430 м $\Delta T = 13,5$ К — обозначена 5) и через 8 ч ($\Delta T = 4,5$ К) по данным /7/ (обозначено 5, 6) и /12/ (обозначено 7). Сравнение экспериментальных данных с расчетными говорит об их удовлетворительном согласии.

Процесс стационарирования струи в данных условиях на фоне развития инверсии и деформации пограничного слоя показан на рис. 2. За высоту пограничного слоя H_* (кривая 1) условно принят уровень, где касательное напряжение составляет 5 % от наземного. В течение первых двух часов величина H_* меняется мало. Через 2-3 ч происходит резкое сжатие пограничного слоя и в дальнейшем его стационарирование. Сразу же после сжатия НПС вблизи его верхней границы образуется струйное течение, высота его оси H_m (кривая 2) уменьшается вместе с величиной H_* и постепенно стабилизируется. Некоторое превышение H_m над H_* на рис. 2 связано с условностью определения H_* (на оси струи касательное напряжение равно нулю). Развитие инверсии в первые 4-5 ч происходит в слое ниже струйного течения и только при стационарировании НПС ось струи располагается в слое инверсии вблизи ее верхней границы.

Интенсивность струи ($V_m - V_g$) (кривая 3) также устанавливается через 5 ч после ее образования. При этом следует отметить, что стационарирование НПС в данной постановке задачи следует понимать условно, так как при заданном непрерывном выхолаживании поверхности температура воздуха в пределах пограничного слоя постоянно понижается, а непосредственно связанные с ней характерис-

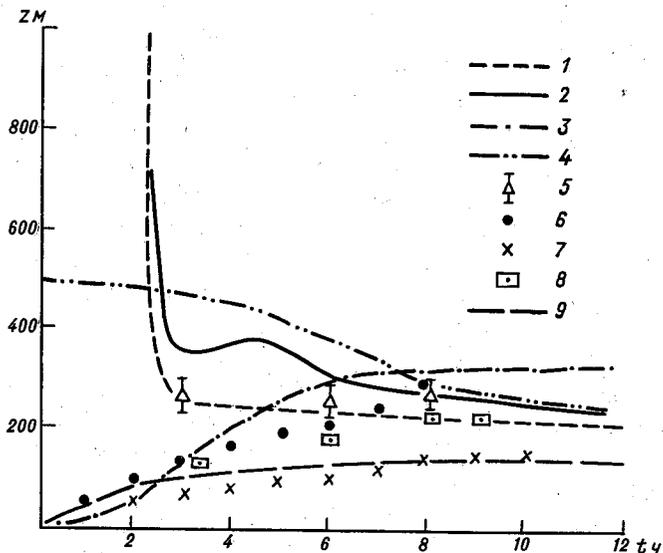


Рис. 2.

тики (например, интенсивность инверсии) устанавливаться не могут.

Характер перестройки пограничного слоя от вечерних к ночным срокам зависит от уровня турбулентности в начальный момент, определяемой в данной модели величинами γ_0 и V_g . Кривая 4 на рис. 2 описывает высоту оси струи H_m при $\gamma_0 = 6$ К/км. В этом случае интенсивность турбулентности и высота пограничного слоя в начальный момент значительно меньше, чем при $\gamma_0 = 10$ К/км. С течением времени начальные различия в H_m и H_* двух вариантов сглаживаются и после стационарирования практически исчезают. Период резкого сжатия пограничного слоя во втором варианте отсутствует; видимо, это явление характерно для высокого уровня начальной турбулентности. Изменения со временем высоты инверсии в рассматриваемых вариантах близки, лишь установившееся значение H_i при $\gamma_0 = 6$ К/км на 60 м больше, чем при $\gamma_0 = 10$ К/км.

На рис.2 представлены экспериментальные средние данные о высоте (5) струи /1/ и высоте инверсии /2/ для умеренного (6) и слабого (7) ветра по материалам наблюдений на высотной метеорологической мачте в Обнинске, а также средние данные /7/ при $V_g = 7,5$ м/с (8). Кривая 9 описывает расчетную зависимость высоты инверсии от времени при $V_g = 5$ м/с. Сравнение данных наблюдений и результатов расчета по модели показывает, что модель улавливает основные особенности НПС - стационарирование оси струи и мощности инверсии, увеличение последней с ростом геострофического ветра. Количественные расхождения при этом определяются и погрешностями их расчета по средним профилям ветра и температур, и неадекватностью условий, натуральных и принимаемых в расчетах.

Скорость геострофического ветра, определяя уровень турбулентности в пограничном слое, влияет на все его характеристики. В табл. I даны установившиеся значения высоты инверсии h_i , интенсивности $V_m - V_g$ и высоты H_* струи, времени их установления t_i , t_m , а также угол поворота ветра $\Delta\alpha$ в слое инверсии при разных значениях скорости геострофического ветра.

Анализ табл. I показывает, что с увеличением скорости геострофического ветра при прочих равных условиях возрастают в несколько раз интенсивность струйного течения, высота его оси, мощность инверсии, а также период их установления. При этом угол поворота ветра в инверсии уменьшается. Дело в том, что при усилении геострофического ветра возрастают сдвиги ветра во всем пограничном слое и интенсивность струи. Однако сильный ветер сопровождается более интенсивным турбулентным обменом, и формирование струи при данной скорости охлаждения поверхности начинается позже на несколько часов. С этим запаздыванием струеобразования связано отсутствие струйного течения в численном примере при равномерном усилении скорости геострофического ветра в течение ночи с 10 до 20 м/с, хотя сдвиги ветра возрастали со временем. Соответственно ослабление геострофического ветра от 10 до 5 м/с в течение 12 ч сопровождается образованием струйного течения уже через час после начала охлаждения. При этом значение скорости на оси струи непрерывно уменьшается.

Влияние скорости охлаждения поверхности на процесс струеобразования отражает табл. 2.

В численном эксперименте I температура поверхности в течение 12 ч понижается на 9 К, т.е. на 3 К меньше, чем в эксперименте 2

Таблица 1

Интегральные характеристики НПС при разных значения

$$V_g (\bar{T}_0 = 10 \text{ K/км}, \quad \partial T_s / \partial t = -2 \text{ K/ч})$$

V_g м/с	h_n м	t_n ч	$V_m - V_g$ м/с	H_m м	t_m ч	$\Delta \alpha^\circ$
5	100	5	0,7	120	5	42
10	310	8	2,7	250	9	38
20	780	12	4,3	660	10	30

и на 15 К меньше, чем в эксперименте 3. Такое резкое увеличение скорости охлаждения поверхности, как видно из табл.2, приводит к небольшому возрастанию интенсивности струи и уменьшению высоты и мощности инверсии. Угол поворота ветра в слое инверсии несколько возрастает, а время установления струйного течения практически не изменяется.

В рассмотренных примерах не учитывался радиационный теплообмен в атмосфере; радиационное охлаждение подстилающей поверхности учитывалось параметрически заданием скорости охлаждения. Учет радиационного члена в уравнении притока тепла приводит к увеличению на 20-30 м установившихся значений H_n , h_n , H_m , а период сжатия НПС укорачивается на 1 ч. Интенсивность струйного течения при этом возрастает на 10-15 %.

Вертикальное распределение радиационного притока тепла и его вклад в общее охлаждение воздуха иллюстрирует рис.3 ($V_g = 10$ м/с, $\bar{T}_0 = 10$ K/км, $\partial T_s / \partial t = -2$ K/ч, $t = 6$ ч). Здесь

Таблица 2

Интегральные характеристики НПС

при разной скорости охлаждения поверхности

$$(\bar{T}_0 = 10 \text{ K/км}, \quad V_g = 10 \text{ м/с})$$

№ п/п	$\partial T_s / \partial t$ K/ч	h_n м	t_n ч	H_m м	$V_m - V_g$ м/с	t_m ч	$\Delta \alpha^\circ$
1	$-2 e^{-t/5}$	440	11	360	1,5	9	31
2	-1	400	10	350	2,1	9	31
3	-2	310	8	250	2,7	9	38

кривая I характеризует распределение температуры с высотой. Высота инверсии отмечена штрихом. Общее охлаждение воздуха (кривая 2) складывается из радиационного (кривая 3) и турбулентного (кривая 4) и уменьшается с высотой. Вблизи поверхности (до высоты около 10 м) основной вклад вносит радиационный теплообмен. С высотой возрастает роль турбулентного оттока тепла. В слое 100-200 м радиационное выхолаживание воздуха становится пренебрежимо малым, но увеличивается вблизи верхней границы инверсии, а над ней определяет общее выхолаживание воздуха. Радиационные изменения температуры возрастают в слоях, где кривизна профиля температуры наиболее велика. Такой характер распределения радиационного притока тепла совпадает с расчетами Гарета и Броста /II/.

Сравнение результатов расчета после стационарирования НПО по данным модели, разработанной в ИГО, и известным моделям НПО Броста-Вингарда (БВ) /9/, а также Вингарда (В) /13/ дано в табл.3. Режим турбулентности в /9, 13/ описывается системой уравнений для вторых моментов, причем в модели БВ в этих уравнениях отбрасываются третьи моменты и нестационарные члены, скорость диссипации энергии турбулентности ϵ выражается соотношением Колмского, а масштаб турбулентности - формулой Блэкедара:

$$\epsilon = c_3 b^{3/2} / l, \quad l = \frac{c_4 z}{1 + z/l_0}, \quad l_0 = \frac{1,69 \sigma_w^2}{g \frac{\partial \sigma}{\partial z}}, \quad (14)$$

где $c_3 = 0,139$; $c_4 = 0,4$; $\sigma_w^2 = b/3$; $\sqrt{\frac{g}{T}} \frac{\partial \sigma}{\partial z}$ - частота Брента-Вэйселя.

Данные табл.3 показывают, что наибольшие расхождения моделей ИГО и В относятся к высоте пограничного слоя и динамической скорости. Замена в модели ИГО выражения для масштаба турбулентности (6) соотношениями (14), уменьшает различия (результаты расчетов по модели ИГО с применением соотношения (14) даны в скобках). К тому же ведет и отбрасывание нестационарного и диффузионного членов в уравнении баланса энергии турбулентности (как это было сделано в модели БВ).

Вопрос о выборе оптимального соотношения для масштаба турбулентности, вероятно, может решить сравнение с экспериментом. Для этой цели были привлечены средние экспериментальные профили скорости ветра и температуры /6/. В качестве начальных использовались профили ветра и температуры в И7 ч ($V_g = 7,5$ м/с), а нижнее граничное условие для температуры следовало реальному изменению со временем температуры поверхности почвы. Расчеты выполнялись для двух вариантов выражений масштаба турбулентности (6) и

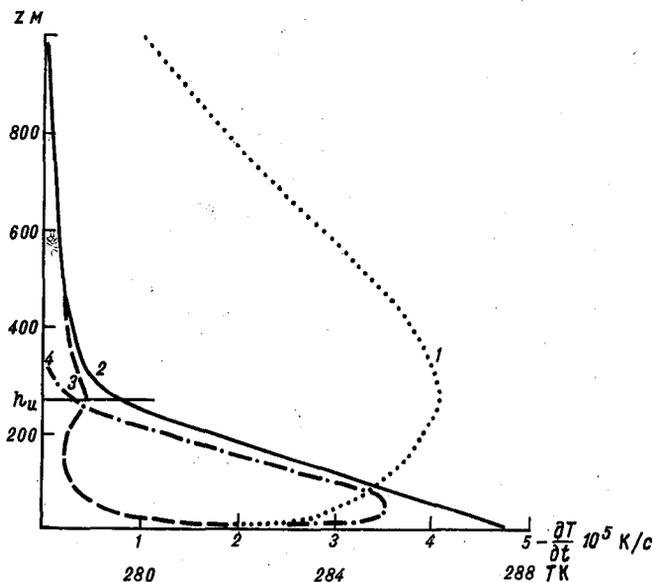


Рис.3.

(14). Сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости ветра показывает, что совпадающие в начальный момент профили через 3 ч на всех уровнях различаются не более чем на 0,3 м/с при использовании (6) и более чем на 1 м/с в случае соотношения (14). С течением времени ошибки расчета накапливаются в том и другом случае и через 8 ч достигают 2 м/с. Численный эксперимент показывает преимущество использования для описания масштаба турбулентности выражения (6), к тому же и физически более обоснованного.

Таким образом, сравнение результатов расчета по модели с натурными данными, рассматриваемое здесь, а также представленное на рис.1 и 2, показывает, что модель правильно отражает эволюцию пограничного слоя от дневных условий к ночным, а также зависимость характеристик НПС от начальных и внешних условий. Допустимые количественные расхождения между экспериментальными и расчетными данными для скорости ветра позволяют использовать модель при исследовании струйных течений нижнего уровня.

Таблица 3

Интегральные характеристики установившегося НДС,

согласно разным моделям ($V_g = 10$ м/с, $z_0 = 2$ см)

Характеристика	$\partial I_s / \partial t$ м/з					
	В	БВ	ПГО	В	БВ	ПГО
v^* м/с	0,16	0,18	0,30(0,20)	0,13	0,15	0,27(0,17)
$P_0/\rho C_p$ км/с	-0,016	-0,020	-0,06(-0,020)	-0,018	-0,024	-0,09(-0,023)
L м	25	25	47(26)	11	11	15(12)
α_0°	44	38	30(40)	49	42	35(47)
H^* м	48	85	130(110)	25	50	210(75)

-1

-2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б е с ч а с т н о в С.Л. Прогностические уравнения для масштабов пограничного слоя атмосферы в условиях устойчивой стратификации. - Труды ИЭМ, 1984, вып.33(108), с.3-13.
2. Б ы з о в а Н.Л., В я л ь ц е в а Э.Е. Результаты апробации модели развития ночной приземной инверсии по данным высотной метеорологической мачты. - Труды ИЭМ, 1984, вып.33(108), с.13-19.
3. В а г е р Б.Т., Н а д е ж и н а Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. - Л.; Гидрометеосиздат, 1979, 136.
4. В а г е р Б.П., Ш е х т е р Ф.Н. Программа для вычисления потоков длинноволновой радиации. - Труды ГГО, 1972, вып.282, с.73-85.
5. К о ф и С.Дж. Экспериментальные данные о пограничном слое атмосферы. - В кн.: Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. /Пер.с англ. Л.; Гидрометеосиздат, 1985, с.126-172.
6. О р л е н к о Л.Р., Ш к л я р е в и ч О.Б. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы. - Труды ГГО, 1975, вып.362, с.96-106.
7. О р л е н к о Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеосиздат, 1979. 269 с.
8. B h u m r a l k a r С.М. Numerical experiments on the computation of ground surface temperature in an atmospheric general circulation model. - J. Appl. Met., 1975, 14, p. 1246-1258.
9. B r o s t R.A., W y n g a a r d J.C. A model study of the stable stratified planetary boundary layer. - J. Atm. Sci., 1978, 35, N 8, p. 1427-1440.
10. D e a r d o r f f I.W. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation. - J. Geophys. Res., 1978, 83, p. 1889-1903.
11. G a r r a t I.R., B r o s t R.A. Radiative cooling effects within and above nocturnal boundary layer. - J. Atm. Sci., 1981, v. 38, N 12, p. 2730-2746.

12. M a h r t L., H e a l d R.C., L e n s o h o w D.H.,
S t a n k o w B.B. An observational boundary layer. - Bound.
Lay. Meteor., 1979, 17, p. 247-264.

13. W y n g a a r d J.C. Modelling the planetary boundary
layer-extension to the stable case. - Bound. Lay. Meteor., 1975,
9, p. 441-460.

ОЦЕНКА РАДИОЦИОННЫХ ПРИТОКОВ ТЕПЛА
В НОЧНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Теоретические оценки /1, 7, 21, 22/ и исследования лучистых притоков по экспериментальным данным /3, 8, 9, 10, 20/ показывают, что роль лучистых притоков в балансе тепла пограничного слоя атмосферы сравнима с ролью турбулентного теплообмена. Влияние лучистого притока тепла оказывается значительным как днем, так и ночью.

Задачей настоящей работы было изучение радиационной теплоотдачи над охлаждающей поверхностью и разработка способа оценки радиационных притоков тепла в устойчиво стратифицированном пограничном слое по данным доступных измерений. Радиационные потоки определялись расчетным путем. В качестве исходных данных использовались результаты измерений метеорологических параметров в условиях приземных инверсий на высотной метеорологической мачте в Обнинске /13/ и обобщенные данные из /17/.

Основные результаты относятся к стадии стационарирования и частично к стадии развития ночной приземной инверсии, что обусловлено спецификой имеющихся в нашем распоряжении данных. К анализу были привлечены 17 серий наблюдений на ВММ, выполненных в теплое время в 1973–1974 гг.

Для этих серий наблюдений характерна ясная или малооблачная погода в течение большей части периода наблюдений. Ветры у земли преимущественно слабые; на высоте 300 м их скорость иногда превышала 15 м/с.

Для расчета радиационных потоков необходимы сведения о распределении метеовеличин в пределах всей толщи атмосферы. С этой целью осуществлялась стыковка данных, полученных на ВММ с данными радиозондирования в Долгопрудном. Для этого строился временной ход температуры (T), относительной влажности (r) и давления (P) по данным зондирования. Для моментов времени, соответствующим срокам наблюдений на ВММ, с графиков временного хода снимались значения указанных метеорологических величин для различных высот.

Значения метеовеличин выше верхнего уровня измерений радиозондом получались экстраполяцией профилей температуры, влажности и давления с помощью различных соотношений. Градиент температуры на больших высотах задавался равным $0,6 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ м}$, давление рассчитывалось с помощью барометрической формулы /11/, массовая до-

ля водяного пара аппроксимировалась выражением /18/

$$q_z = q_0 10^{-b(z-z^*) - c(z-z^*)^2} \quad (1)$$

где q^* , q_z - значения массовой доли водяного пара на начальном уровне z^* и на уровне z ; b , c - численные коэффициенты, определяемые по экспериментальным данным. Согласно /18/, значения коэффициентов b и c для свободной атмосферы принимались равными 0,14 и 0,012 соответственно.

В комплексе наблюдений на БММ, представленных в /13/, отсутствуют сведения о температуре подстилающей поверхности (T_s), значение которой необходимо при расчете радиационных потоков. Для определения T_s использовались соотношения теории подобия, позволяющие определить температуру (T_0) на уровне шероховатости (z_0) по данным о температуре и скорости ветра на разных уровнях в приземном слое /15, 16/ и условия скачка температуры воздуха в приповерхностном слое /2/

$$\delta T_0 = 0,2 T_* \left(\frac{30 z_0 u_*}{v} \right)^{0,45} \quad (2)$$

где ν - кинематический коэффициент вязкости.

Параметр шероховатости z_0 принимался равным 2 см. При определении масштабов температуры и скорости ветра T_* и u_* использовалась линейная зависимость универсальных функций от параметра z/L с константой, равной 10.

Таким образом, были получены профили температуры, влажности и давления во всей толще атмосферы от $z = 0$ до $z = 20$ км, которые и были использованы при расчете потоков длинноволновой радиации F_z и соответствующих притоков тепла.

Для оценки радиационных потоков тепла используются функции пропускания, учитывающие поглощение радиации в слое определенной оптической массы. Использование спектральных функций пропускания обеспечивает большую точность расчетов. Однако до настоящего времени применяются и интегральные функции пропускания.

При расчетах потоков длинноволновой радиации чаще всего применяют функцию пропускания, учитывающую две основные поглощающие компоненты - водяной пар и углекислый газ.

Интегральные функции пропускания, полученные разными авторами на основе экспериментальных данных, довольно сильно различаются между собой. За счет этого различия в потоках и тем более в притоках могут быть значительными /5/. Соответствующие оценки были выполнены и в данной работе.

При расчетах F_z использовались функции пропускания Ф.Н.Шехтер /19/ и Е.М.Фейгельсон /6/. Анализ выполнен для слоя инверсии h_n (h_n определена по смене знака градиента температуры воздуха). Величины F_z , полученные с использованием функции пропускания Е.М.Фейгельсон, существенно больше (в 1,5–2 раза), чем рассчитанные с функцией пропускания, предложенной Ф.Н.Шехтер. Значительно увеличиваются также и радиационные притоки, причем наибольшие расхождения отмечаются при малых градиентах температуры в слое инверсии ($\Delta T = \frac{T_{h_n} - T_s}{h_n}$). С ростом $\Delta T/h_n$ различия уменьшаются (табл. I).

Значения $\frac{F_{h_n} - F_0}{h_n}$ при различных значениях $\frac{T_{h_n} - T_s}{h_n}$ Таблица I

$\frac{T_{h_n} - T_s}{h_n}$ °C/100 м	$\frac{F_{h_n} - F_0}{h_n} \cdot 10^5$ кВт/м ³	
	I	II
1,6	4,54	8,17
2,0	4,89	6,63
3,8	6,35	7,68
5,2	8,38	9,07

Примечание. При расчетах использовались функции пропускания по Шехтер (I) и Фейгельсон (II).

Расчет потоков длинноволновой радиации осуществлялся по методике Ф.Н.Шехтер, изложенной в /19/. Согласно /19/,

$$D(m) = Ke^{-k\sqrt{m}} + \ell e^{-r'\sqrt{m}}, \quad (3)$$

где $K = 0,461$; $\ell = 0,539$; $k = 0,674$; $r' = 7,75$. Выбор указанной функции пропускания обусловлен тем, что она получена для расчетов радиационных потоков в пограничном слое атмосферы.

Алгоритм и программа расчета потоков длинноволновой радиации приведены в работе /4/.

Прежде всего было проведено сопоставление зависимости $\Delta F/F_0 = (F_{h_n} - F_0)/F_0$ от безразмерной высоты z/h_n для двух сроков: 21 и 3 ч, характеризующих различные стадии развития инверсии. Отобранные для анализа случаи характеризовались различными градиентами температуры в слое инверсии ($\Delta T/h_n$), характером изме-

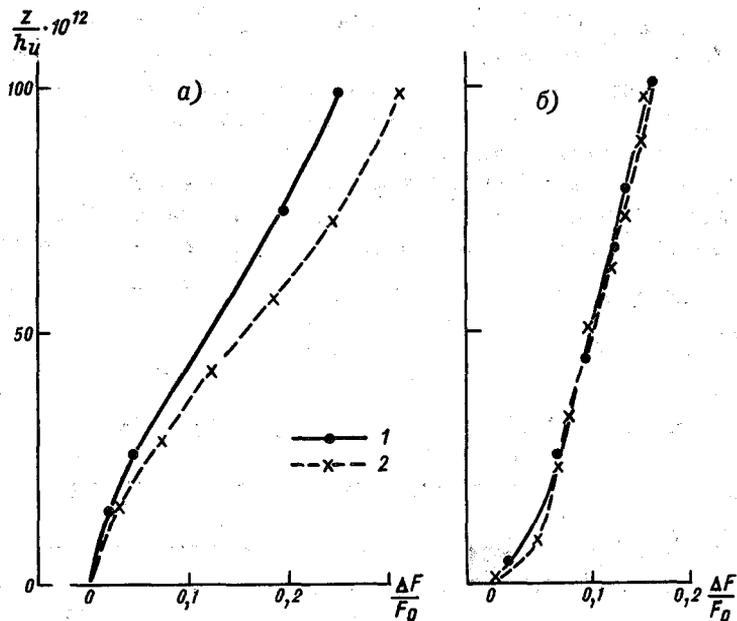


Рис. I.

нения его в течение ночи, а также различной толщиной инверсионного слоя. В качестве примера на рис. I приведены наиболее типичные профили безразмерных притоков тепла. Как и следовало ожидать, величина $\Delta F/F_0$ зависит прежде всего от величины $\Delta T/h_n$ в срок наблюдений, однако, как видно из рис. I, эта связь не является однозначной.

На рис. I кривая 1 - срок 21 ч, кривая 2 - срок 3 ч. Градиенты температуры в слое инверсии $\Delta T/h_n$ и F_0 составили для рис. I а: 1) $\Delta T/h_n = 8,1$ °C/100 м, $F_0 = 54,8 \cdot 10^{-3}$ кВт/м²; 2) $\Delta T/h_n = 5,7$ °C/100 м, $F_0 = 52,2 \cdot 10^{-3}$ кВт/м²; для рис. I б: 1) $\Delta T/h_n = 1,9$ °C/100 м, $F_0 = 81,5 \cdot 10^{-3}$ кВт/м²; 2) $\Delta T/h_n = 1,1$ °C/100 м, $F_0 = 64,3 \cdot 10^{-3}$ кВт/м².

Известно, что радиационные притоки тепла существенно зависят от кривизны профиля температуры воздуха. Мы попытались по нашим данным оценить влияние кривизны профиля температуры на величину

радиационных притоков. В работе /23/ для характеристики кривизны профиля температуры использовался параметр

$$\gamma = \frac{\vartheta(h_n) - 2\vartheta(h_n/2) + \vartheta(0)}{\vartheta(h_n) - \vartheta(0)}, \quad (4)$$

где ϑ — потенциальная температура воздуха.

По расчетным данным была получена зависимость безразмерных притоков $\Delta F/F_0$ от параметра γ . С увеличением γ , т.е. с увеличением кривизны профиля температуры, притоки длинноволновой радиации растут. Однако разброс точек на графиках связи $\Delta F/F_0$ и γ довольно значительный, особенно при больших γ : относительная ошибка $\frac{\sigma_{\Delta F/F_0}}{\Delta F/F_0}$ составляет 0,3–0,4.

Одной из причин большого разброса данных может быть неодинаковая кривизна профиля температуры на различных высотах. Анализ профилей температуры в слое инверсии показал, что наибольшие градиенты температуры наблюдаются в нижней части инверсии. Вблизи верхней границы инверсии $\partial T/\partial z$ меняется незначительно и часто близок к нулю. В связи с этим в качестве параметра кривизны использовался параметр

$$\gamma_s = \frac{\vartheta(h_s) - 2\vartheta(h_s/2) + \vartheta(0)}{\vartheta(h_s) - \vartheta(0)} \frac{h_n}{h_s}, \quad (5)$$

где h_s — высота излома, определяемая как уровень, где отмечается резкое изменение градиента температуры.

На рис.2 приведена зависимость $(F_{h_s} - F_0)/h_s$ от γ_s . Цифры у точек означают число случаев, используемых при осреднении. Значком $\bar{}$ обозначены среднеквадратические отклонения.

При использовании для оценки кривизны профиля параметра γ_s разброс данных несколько меньше, чем на графике связи $\Delta F/F_0$ с γ , однако, при больших γ_s он остается значительным.

В /26/ была предложена параметризация ночного пограничного слоя, основанная на представлении о трехслойной структуре ночного пограничного слоя. Слои выделяются в зависимости от преобладания радиационного или турбулентного теплообмена. По мнению автора, вблизи земной поверхности в слое (0–0,1) h_n преобладает радиационный теплообмен, выше — в слое (0,1–0,7) h_n — основной механизм теплопередачи турбулентный. Вблизи верхней границы инверсии в слое (0,7–1,0) h_n — снова преобладает радиационное выхолаживание. Однако такая параметризация не проверялась до сих пор на большом экспериментальном материале. Полученные данные позволили сделать соответствующие оценки.

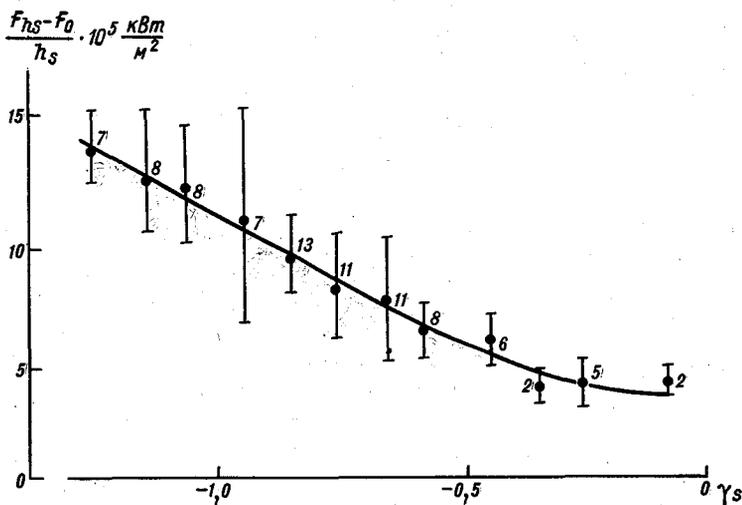


Рис.2.

В качестве характеристик выхолаживания в слоях (0-0,1) $h_{и}$, (0,1-0,7) $h_{и}$, (0,7-1,0) $h_{и}$ использовались следующие величины:

1) $\delta = \frac{\partial \hat{\delta} / \partial t}{\partial \delta_p / \partial t}$, где $\partial \hat{\delta} / \partial t$ - осредненное в приземных слоях фактическое выхолаживание;

2) $\delta_r = \frac{(\partial \hat{\delta} / \partial t)_r}{\partial \delta_p / \partial t}$, где $(\frac{\partial \hat{\delta}}{\partial t})_r = \frac{F_z - F_0}{\rho c_p \Delta z}$ - радиационное изменение температуры в рассматриваемых слоях;

3) $\beta_r = \frac{(\partial \hat{\delta} / \partial t)_r}{\partial \hat{\delta} / \partial t}$, характеризующее соотношение радиационного и фактического выхолаживания в рассматриваемом слое.

В табл.2 приведены количественные оценки характеристик выхолаживания, полученные осреднением по 13 случаям. Все эти случаи характеризуются достаточно мощными инверсиями и сравнительно небольшими градиентами температуры. Для сравнения даны значения величин δ , δ_r и β_r из /24/ (единичный случай).

Из таблицы видно увеличение роли радиационной теплоотдачи при приближении к поверхности земли и к верхней границе инверсии по сравнению со слоем (0,1-0,7) $h_{и}$. Однако нельзя говорить о преобладающей роли радиационного теплообмена в этих слоях, по-

Таблица 2

Величины δ , δ_r и β_r для различных слоев

Слой	δ	$\delta/24/$	δ_r	$\delta_r/24/$	β_r	$\beta_r/24/$
$(0-0,1)h_n$	1,0	0,85	0,52	0,77	0,51	0,88
$(0,1-0,7)h_n$	0,94	0,35	0,26	0,10	0,28	0,29
$(0,7-1,0)h_n$	0,75	0,15	0,37	0,10	0,49	0,67

сколькx δ_r существенно отличнo от единицы.

Для учета радиационных притоков в различных теоретических моделях часто бывает необходима наиболее простая параметризация этих притоков. Ф.Н.Шехтер /8/ получила зависимость величины ΔF_{0-z} от разности температур $\Delta T_{0-z} = T_s - T_z$, где T_s - температура земной поверхности, T_z - температура на соответствующей высоте z . Такая зависимость была получена по материалам экспериментальных наблюдений в основном при неустойчивой стратификации. Шехтер проанализирована связь ΔF_{0-z} с ΔT_{0-z} и для инверсионных условий, однако полученные оценки были выполнены на очень ограниченном материале наблюдений.

Связь радиационных притоков и градиента температуры в слое $0-h_n$ получена нами на большом экспериментальном материале. Кроме наблюдений в Обнинске, для этой цели использовались материалы махалинской экспедиции /12/, а также данные из /17/.

Полученная зависимость $\frac{F_{h_n} - F_0}{h_n}$ от $\frac{T_{h_n} - T_0}{h_n}$ приведена на рис.3, где также указаны среднеквадратические отклонения, а цифры у точек соответствуют числу случаев, используемых при осреднении.

Довольно тесная связь радиационных притоков с градиентом температуры в слое инверсии подтверждает высказывавшееся и раньше /8, 19/ положение, состоящее в том, что радиационная теплоотдача в слое $0-h_n$ в меньшей степени зависит от градиента влажности и главным образом определяется градиентом температуры в этом слое. Однако в дальнейшем целесообразно проанализировать соответствующие зависимости с учетом градиента влажности в слое инверсии.

Уравнение регрессии, связывающее радиационные притоки $\frac{F_{h_n} - F_0}{h_n}$ с перепадом температуры $\frac{T_{h_n} - T_0}{h_n}$, имеет вид

$$\frac{T_{\text{нч}} - T_s}{\tau_{\text{ч}}} \cdot 10^2 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$$

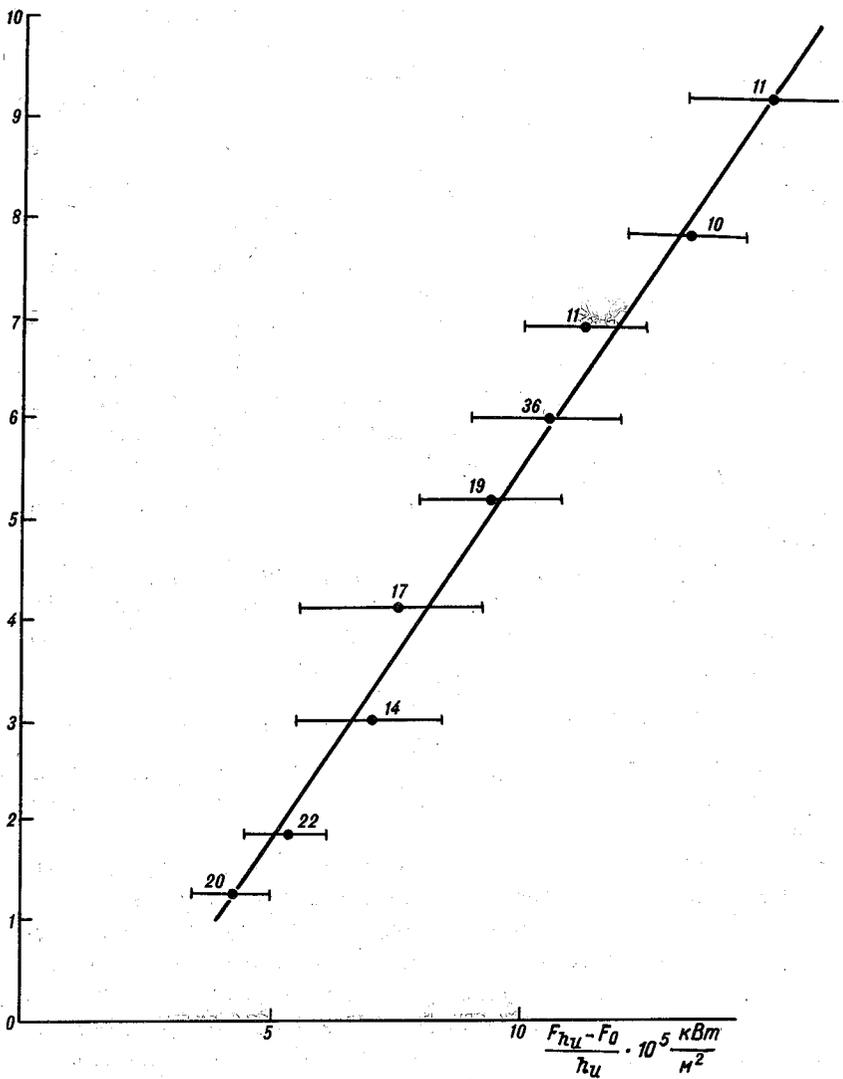


Рис. 3.

$$\frac{F_{h_n} - F_0}{h_n} = 1,36 \cdot 10^{-3} \frac{T_{h_n} - T_B}{h_n} + 2,58 \cdot 10^{-5}. \quad (6)$$

Оно справедливо при градиентах температуры в диапазоне 0,01 - 0,09 °С/м.

Анализ временного изменения радиационных притоков показал, что точки, соответствующие данным вечерних сроков, располагаются несколько правее, а точки, соответствующие ночным срокам - левее кривой, описывающей уравнение регрессии. Однако отклонения находятся в пределах общего разброса данных. Таким образом, при параметризации радиационных притоков в теоретических моделях можно не учитывать временное их изменение.

Указанное выше уравнение регрессии было проверено и для слоя 0 - h_g . Оказалось, что способ выбора верхней границы слоя практически не влияет на выбранную параметризацию.

Соотношение (6) использовано при параметризации радиационной теплоотдачи в модельных задачах /14/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бесчастнов С.П., Кулиджанова Л.К., Финке В.В. Сравнение расчетных и экспериментальных значений радиационного баланса в нижнем слое атмосферы при инверсионных условиях. - Труды ИЭМ, 1981, вып.27(100), с.60-68.
2. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя воздуха. - Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 158 с.
3. Бызова Н.Л., Мамаенко Г.Е. Характеристика выхолаживания пограничного слоя атмосферы при радиационных инверсиях. - Труды ИЭМ, 1975, вып.10(53), с.13-22.
4. Вагер Б.Н., Шехтер Ф.Н. Программа для вычисления потоков длинноволновой радиации. - Труды ИГО, 1972, вып.282, с.73-85.
5. Васильева Т.И., Евсеева М.Г., Подольская Э.Л. Сравнение радиационных потоков и притоков тепла, рассчитанных с помощью различных функций пропускания при ясном небе. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т.19, № 6, с.622-630.
6. Градус Л.М., Нийлиск Х.Ю., Фейгельсон Е.Н. Интегральная функция пропускания для облачных условий. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т.4, № 4, с.397-413.

7. Захарова И.М. О соотношении между радиационным и турбулентным теплообменом в пограничном слое атмосферы в условиях устойчивой стратификации. - Труды ИЭМ, 1975, вып.10(53), с.105-115.

8. Ковалева Е.Д., Шехтер Ф.Н. Влияние стратификации атмосферы на радиационный приток тепла. - Труды ГГО, 1966, вып.187, с.104-114.

9. Ключникова Л.А., Шехтер Ф.Н. К вопросу о роли лучистого и турбулентного теплообмена в формировании температурной стратификации пограничного слоя атмосферы. - Труды ГГО, 1960, вып.94, с.33-68.

10. Ключникова Л.А., Орленко Л.Р. Некоторые результаты исследования баланса тепла в пограничном слое атмосферы. - Труды ГГО, 1973, вып.296, с.62-69.

11. Матвеев Л.Г. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 640 с.

12. Материалы наблюдений Махталинской экспедиции. - Труды ГГО, 1961, вып.107, с.180-199.

13. Материалы метеорологических измерений на высотной мачте. - Обнинск, 1978, вып.2, часть 2. 51 с.

14. Мелкая И.Ю., Надежина В.Д., Шкляревич О.Б. Расчет эволюции ночного пограничного слоя атмосферы с учетом радиационного теплообмена. - См. настоящий сборник.

15. Монин А.С., Обухов А.М. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы. - ДАН СССР, 1953, 93, № 2, с.223-226.

16. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. - Труды Геофизического института АН СССР, 1954, № 24(151), с.163-187.

17. Орленко Л.Р., Шкляревич О.Б. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы. - Труды ГГО, 1975, вып.362, с.96-106.

18. Орленко Л.Р., Шкляревич О.Б. Особенности вертикального распределения удельной влажности в пограничном слое атмосферы. - Труды ГГО, 1977, вып.398, с.91-98.

19. Шехтер Ф.Н. К вычислению лучистых притоков тепла в атмосфере. - Труды ГГО, 1950, вып.22, с.38-51.

20. Шехтер Ф.Н. Влияние радиационного теплообмена на температурный режим приземного слоя атмосферы. - В кн.: Труды Всесоюзного научного метеорологического совещания. Л.: Гидроме-

теориздат, 1963, т.7, с.10-20.

21. Шехтер Ф.Н. О расчете лучистого притока тепла. - В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Таллин: Волгус, 1968, с.89-96.

22. Шехтер Ф.Н. О влиянии лучистого теплообмена на строение пограничного слоя атмосферы. - Труды ИГО, 1972, вып.282. с.55.

23. Andre J.C., Mahrt L. The nocturnal surface inversion and influence of clear-air radiative cooling. - J. Atm. Sci., 1982, v. 39, N 4, p. 864-876.

24. Garrat J.R., Brost R.A. Radiative cooling effects within and above nocturnal boundary layer. - J. Atm. Sci., 1981, v. 38, N 12, p. 2730-2746.

25. Wetzel P.J. Toward parametrization of the stable boundary layer. - J. Appl. Meteor., 1982, v. 21, N 1.

26. Yamada T. Prediction of the nocturnal surface inversion height. - J. Appl. Meteor., 1979, v. 18, p. 526-531.

ОБ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ФУНКЦИЯХ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ
 МОНИНА-ОБУХОВА ПРИ УСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

В современных методах расчета турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения используются потоко-профильные соотношения, вытекающие из теории подобия Монина-Обухова /3/. Однако применяемые при этом универсальные функции часто существенно различаются между собой. Это создает трудности при интерпретации результатов экспериментальных исследований в пограничном слое атмосферы. Наибольшая неопределенность имеет место при устойчивой стратификации. При этом используются соотношения, которые являются достаточно строгими лишь для ограниченного диапазона устойчивости.

В связи с этим в данной работе ставилась задача получить универсальные функции в достаточно большом диапазоне чисел Ричардсона. Для этой цели предложена методика обработки анализа профильных измерений. Использование этой методики позволило обеспечить необходимую точность и сравнимость данных, полученных по материалам наблюдений в различных физико-географических условиях.

I. Основные соотношения. Потоко-профильные соотношения в теории подобия описываются с помощью функций (φ_u , φ_T , φ_q), характеризующих безразмерные градиенты скорости ветра (u), потенциальной температуры (ϑ) и массовой доли водяного пара (q):

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{\alpha z} \varphi_u(z/L_*) , \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial z} = \frac{T_*}{\alpha z} \varphi_T(z/L_*) , \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \frac{q_*}{\alpha z} \varphi_q(z/L_*) . \quad (3)$$

При этом

$$L_* = \frac{(u_*/\alpha)^2}{\frac{g}{T} (T_*/\alpha)} . \quad (4)$$

В соотношениях (1)-(4) u_* (динамическая скорость), T_* и q_* - масштабы скорости, температуры и влажности воздуха соответственно. Эти соотношения вытекают из анализа размерностей, ес-

ли в качестве определяющих параметров использовать $\frac{v_*}{z}$, $\frac{q}{T}$, $\frac{T_*}{z}$, $\frac{q_*}{z}$ и высоту z (z - постоянная Кармана).

Соотношения (I)-(4) являются строгими при условии, если учтены все определяющие параметры. В этом случае функции $\varphi_v(z/L_*)$, $\varphi_T(z/L_*)$, $\varphi_q(z/L_*)$ зависят только от параметра z/L_* и их принято называть универсальными функциями.

В дальнейшем вместо потенциальной температуры будем рассматривать абсолютную температуру воздуха T , поскольку в приземном слое $\frac{\partial \vartheta}{\partial z} \approx \frac{\partial T}{\partial z}$. Для удобства введем также обозначение: φ_f - универсальная функция для величины f , где под f подразумевается v , T или q .

Для определения φ_f используются либо данные одновременных измерений турбулентных потоков и профилей метеорологических величин, либо данные наблюдений за профилями метеорологических величин. Каждый из используемых при этом методов обработки имеет специфические особенности. При устойчивой стратификации чаще всего используются профильные измерения. Поэтому остановимся на этом подробнее.

Зависимость универсальных функций от параметра z/L_* при устойчивой стратификации обычно представляется в виде

$$\varphi_f = 1 + \beta_f (z/L_*) , \quad (5)$$

где β_f - коэффициенты, определяемые по экспериментальным данным.

При этом предположении была выполнена обработка экспедиционных данных и в /2/. Анализ полученных при этом значений β_v и β_T показал, что они зависят от Ri . Такая зависимость прослеживается и по данным, представленным в /14/. Это означает, что условие линейности изменения φ_v с ростом z/L_* во всем диапазоне рассмотренных Ri не соблюдается. Целесообразно поэтому универсальные функции представлять в виде ряда

$$\varphi_f = 1 + \beta_f^{(1)} (z/L_*) + \beta_f^{(2)} (z/L_*)^2 + \dots , \quad (6)$$

где коэффициенты $\beta_f^{(i)}$ должны быть также определены по данным измерений.

Если в (6) ограничиться 3 членами ряда, то из (I)-(3) после интегрирования от z_1 до z получаем соотношения

$$u - u_1 = \frac{u_*}{\alpha} \left[\ln(z/z_1) + \frac{\beta_u^{(1)}}{L_*} (z - z_1) + \frac{\beta_u^{(2)}}{L_*^2} \frac{(z - z_1)^2}{2} \right], \quad (7)$$

$$T - T_1 = \frac{T_*}{\alpha} \left[\ln(z/z_1) + \frac{\beta_T^{(1)}}{L_*} (z - z_1) + \frac{\beta_T^{(2)}}{L_*^2} \frac{(z - z_1)^2}{2} \right], \quad (8)$$

$$q - q_1 = \frac{q_*}{\alpha} \left[\ln(z/z_1) + \frac{\beta_q^{(1)}}{L_*} (z - z_1) + \frac{\beta_q^{(2)}}{L_*^2} \frac{(z - z_1)^2}{2} \right]. \quad (9)$$

Формулы (7)–(9) могут быть использованы для одновременного определения $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$ по материалам наблюдений. Действительно, соотношение (7) можно представить в виде

$$\frac{\frac{u - u_1}{u_* / \alpha} - \ln(z/z_1)}{\frac{z - z_1}{L_*}} = \beta_u^{(1)} + \frac{\beta_u^{(2)}}{2} \frac{z - z_1}{L_*}. \quad (10)$$

Последнее соотношение представляет собой уравнение прямой в координатах

$$y_u = \frac{\frac{u - u_1}{u_* / \alpha} - \ln(z/z_1)}{\frac{z - z_1}{L_*}} \quad \text{и} \quad x = \frac{z - z_1}{L_*}.$$

Таким образом, если представить наблюдаемые значения скорости ветра в этих координатах, то при выполнении условия постоянства u_* / α в приземном слое точки наблюдений лягут на прямую, пересекающую ось Y (при $x = 0$) в точке $y_u = \beta_u^{(1)}$. Если обозначить точку пересечения этой прямой с осью X через $x_u^{(0)}$ то

$$\beta_u^{(2)} = - \frac{2\beta_u^{(1)}}{x_u^{(0)}}. \quad (11)$$

Аналогично из (8) и (9)

$$y_T = \frac{\frac{T - T_1}{T_* / \alpha} - \ln(z/z_1)}{(z - z_1) / L_*} = \beta_T^{(1)} + \frac{\beta_T^{(2)}}{2} \frac{z - z_1}{L_*}, \quad (12)$$

$$\beta_T^{(1)} = y_T|_{x=0}, \quad \beta_T^{(2)} = - \frac{2\beta_T^{(1)}}{x_T^{(0)}}, \quad (13)$$

$$y_g = \frac{\frac{q - q_1}{q_* / \alpha} - \ln(z/z_1)}{(z - z_1)/L_*} = \beta_g^{(1)} + \frac{\beta_g^{(2)}}{2} \frac{z - z_1}{L_*}, \quad (I4)$$

$$\beta_g^{(1)} = y_g \Big|_{z=0}, \quad \beta_g^{(2)} = -\frac{2\beta_g^{(1)}}{z^{(0)}}. \quad (I5)$$

Таким образом, при известных масштабах u_* / α , T_* / α и q_* / α нетрудно определить коэффициенты $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$.

При расчетах турбулентных потоков по данным градиентных наблюдений в качестве параметра стратификации удобнее использовать число Ричардсона. На основе (I)-(2) и (4) связь z/L_* и Ri представляется в виде

$$z/L_* = \frac{\varphi_u^2}{\varphi_T} Ri = \eta^2 \varphi_T Ri, \quad (I6)$$

где $\eta = \varphi_u / \varphi_T$. Подставляя (I6) в (5), получаем:

$$\frac{1}{\varphi_u} = 1 - \eta \beta_u^{(1)} Ri - \eta^2 \beta_u^{(2)} \varphi_u Ri^2. \quad (I7)$$

Это уравнение является квадратичным относительно φ_u . Решение его записывается в виде

$$\varphi_u = \frac{1 - \eta \beta_u^{(1)} Ri - \sqrt{(1 - \eta \beta_u^{(1)} Ri)^2 - 4\eta^2 \beta_u^{(2)} Ri^2}}{2\eta^2 \beta_u^{(2)} Ri^2}. \quad (I8)$$

На основании (5) $\eta = \varphi_u / \varphi_T = 1$ при $z/L_* = 0$ ($Ri = 0$). В случае подобия профилей ветра и температуры $\eta = 1$ и при $z/L_* > 0$. Это условие использовалось многими авторами при определении z/L_* по Ri на основе (I6). По нашим данным, описанным ниже, это предположение при $Ri > 0$ обычно не выполняется, а значение η оказывается зависящим от Ri . Таким образом, в (I8) коэффициенты при Ri , строго говоря, не являются константами. Поэтому для получения зависимости φ_u от Ri соотношение (I8) можно использовать лишь как интерполяционную формулу с коэффициентами

$$\beta_u^{(1)} = \eta \beta_u^{(1)}, \quad \beta_u^{(2)} = \eta^2 \beta_u^{(2)}, \quad (I9)$$

и, следовательно,

$$\Psi_u = \frac{1 - \sigma_u^{(1)} Ri - \sqrt{(1 - \sigma_u^{(1)} Ri)^2 - 4 \sigma_u^{(2)} Ri^2}}{2 \sigma_u^{(2)} Ri^2} \quad (20)$$

Аналогично

$$\frac{1}{\Psi_T} = 1 - \beta_T^{(1)} \eta^2 Ri - \beta_T^{(2)} \eta \Psi_T Ri^2, \quad (21)$$

или

$$\Psi_T = \frac{1 - \sigma_T^{(1)} Ri - \sqrt{(1 - \sigma_T^{(1)} Ri)^2 - 4 \sigma_T^{(2)} Ri^2}}{2 \sigma_T^{(2)} Ri^2}, \quad (22)$$

где

$$\sigma_T^{(1)} = \beta_T^{(1)} \eta^2, \quad \sigma_T^{(2)} = \beta_T^{(2)} \eta^4. \quad (23)$$

Как следует из (17) и (21), при малых Ri

$$\frac{1}{\Psi_u} \approx 1 - \sigma_u^{(1)} Ri, \quad (24)$$

$$\frac{1}{\Psi_T} \approx 1 - \sigma_T^{(1)} Ri. \quad (25)$$

2. Требования к эксперименту. Проведенный в /4/ анализ (см. также /1, 10/) показал, что универсальные функции у разных авторов существенно различаются. Необходимо было провести критический анализ выполненных ранее исследований. Такой анализ показал, что в имеющихся работах допускались некоторые методические погрешности. Укажем здесь основные из них.

При анализе вертикальных профилей с целью определения φ_T следует обязательно учитывать те гипотезы, которые являются основополагающими в теории подобия. В частности, теория применима для слоя, в котором турбулентные потоки можно принять не зависящими от высоты. Толщина этого слоя существенно зависит от стратификации. Если при неустойчивой стратификации она может составлять несколько десятков метров, то при устойчивой стратификации толщина приземного слоя невелика. Согласно оценкам, приведенным в /4/, толщина теплового приземного слоя в ночные часы может быть менее 10 м. Исходя из этого при устойчивой стратификации нецелесообразно использовать данные наблюдений по крайней мере выше 15–16 м. В то же время в ряде работ при устойчивой стратификации используются наблюдения до больших высот (высоты до 40–50 м).

Далее, согласно (5), предположение о линейной зависимости φ_f от z/L_* справедливо лишь в области малых z/L_* . Это означает, что для определения соответствующих констант могут быть использованы данные при состояниях, близких к нейтральным, либо измерения на малых высотах. Неучет этого требования и приводит к тому, что значения $\beta_f^{(1)}$ оказываются зависящими от устойчивости. Таким образом, зависимость $\beta_f^{(1)}$ от Ri означает, что для определения этих коэффициентов были использованы данные в областях z/L_* , где зависимость φ_z от z/L_* существенно нелинейна.

Выше уже указывалось, что в имеющихся исследованиях для определения L_* по известному значению Ri использовалось соотношение (16) в предположении, что $\varphi_z = \varphi_T$. Поскольку это условие не всегда выполняется, следует находить L_* из соотношения (4), т.е. через определяемые по профильным измерениям масштабы v_*/α и T_*/α .

Отмеченные методические погрешности могут быть одной из причин существенного разброса значений β_f , определенных по данным профильных измерений разными авторами. В связи с этим нами были обработаны доступные материалы экспедиционных наблюдений по единой и более строгой методике. Это было сделано для того, чтобы ответить на следующие вопросы:

- в каком диапазоне z/L_* (или Ri) выполняется линейно-логарифмический закон для профилей метеорологических величин, столь широко используемый в научной литературе;
- как описать распределение метеорологических величин в достаточно большом диапазоне устойчивости;
- каковы численные коэффициенты в потоко-профильных соотношениях для приземного слоя воздуха.

Для уточнения зависимости универсальных функций от стратификации были привлечены прежде всего материалы наблюдений четырех экспедиций ГГО /5-8/. Дополнительно использовались материалы наблюдений в Керанге и Хэе, выполненные в 1964-65 гг. и приведенные в /14/, а также данные, полученные при проведении экспедиции в Вангара. Средние профили ветра, полученные по этим данным для разных Ri , приведены в /9/. Использовались лишь те наблюдения, которые получены в районах, где, на наш взгляд, применима одна из определяющих гипотез теории подобия - горизонтальная однородность подстилающей поверхности.

При анализе данных исключались наблюдения в переходные часы, когда процессы в приземном слое существенно нестационарны. Это позволяет считать, что другая гипотеза теории подобия - стацио-

нажность процессов — также выполняется достаточно строго. Обычно использовались данные наблюдений в период с 23 до 5 ч, а в некоторых случаях при раннем развитии инверсии и данные за 21–22 ч.

Районы исследований различны по характеру подстилающих поверхностей: параметр шероховатости z_0 для выбранных поверхностей колеблется от 0,1 до 5 см.

Чтобы уменьшить случайные погрешности измерений для анализа использовались в основном средние профили метеовеличин (с осреднением по 3–6 случаям). Профили группировались по Ri_1 и u_1 (т.е. по значениям числа Ричардсона и скорости ветра на уровне 1 м) с учетом того, что при устойчивой стратификации из-за малости числа Рейнольдса поверхности $Re_0 = z_0 u_* / \nu$ режим турбулентности может быть переходным, т.е. может проявиться зависимость расчетных характеристик от этого параметра. Скорость ветра u_1 при фиксированном z_0 является аналогом Re_0 .

В экспедициях ГГО наблюдения проводились начиная с уровня $z = 0,25$, в зарубежных — с высоты 0,50 м, а иногда и 1 м. Это создавало при выбранной методике обработки некоторые трудности, поскольку необходимо было обеспечить сравнимость рассчитанных по каждому пункту наблюдений характеристик приземного слоя.

Анализ исходных данных предусматривал проверку подобия профилей метеорологических величин. Для этой цели использовались критерии подобия $P_{u,T}$ и $P_{u,q}$, вытекающие из (1)–(3) (при использовании для профилей метеовеличин логарифмической интерполяционной формулы):

$$P_{u,T} = \frac{\Delta u_{z_2-z_1}}{\Delta u_{z_4-z_3}} / \frac{\Delta T_{z_2-z_1}}{\Delta T_{z_4-z_3}}, \quad (26)$$

$$P_{u,q} = \frac{\Delta u_{z_2-z_1}}{\Delta u_{z_4-z_3}} / \frac{\Delta q_{z_2-z_1}}{\Delta q_{z_4-z_3}}. \quad (27)$$

В случае подобия профилей значения этих критериев должны быть близкими к единице.

Для оценки P чаще всего использовались следующие уровни: $z_1 = 0,25$, $z_2 = z_3 = 1$ м, $z_4 = 4$ м. Анализ как единичных, так и осредненных профилей показал, что очень часто значения $P_{u,T}$ существенно отличались от единицы. Аналогичный анализ для $P_{u,q}$ провести не удалось, так как в используемых материалах наблюдений градиенты влажности оказались близкими к нулю. Это обстоятельство не позволило также определить коэффициенты $\beta_2^{(1)}$ и $\beta_2^{(2)}$.

3. Определение масштабов скорости ветра и температуры по данным профильных измерений. Задача определения $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$ решается в два этапа: на первом этапе определяются масштабы скорости u_*/α и температуры T_*/α , а следовательно, и L_* , на втором - на основе приведенных выше соотношений определяются константы $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$.

Если в (5) ограничиться двумя слагаемыми ряда (что достаточно строго для малых z/L_*), то соотношения (7)-(8) записываются в виде

$$u - u_1 = \frac{u_*}{\alpha} \left[\ln z/z_1 + \frac{\beta_u^{(1)}}{L_*} (z - z_1) \right], \quad (28)$$

$$T - T_1 = \frac{T_*}{\alpha} \left[\ln z/z_1 + \frac{\beta_T^{(1)}}{L_*} (z - z_1) \right]. \quad (29)$$

Последние соотношения и используются для определения $\beta_f^{(1)}$.

Поскольку при малых z/L_* существование линейной зависимости φ_f от z/L_* не вызывает сомнений, то на основании (28)-(29) по наблюдениям на нижних уровнях можно определить достаточно надежно u_*/α и T_*/α . Способ их определения сводится к следующему.

Как следует из (28)-(29) при выполнении условия постоянства в приземном слое u_*/α и T_*/α , при малых z/L_* точки, соответствующие результатам наблюдений и представленные в координатах $y = \frac{u - u_1}{\ln z/z_1}$ (или $\frac{T - T_1}{\ln z/z_1}$) и $x = \frac{z - z_1}{\ln z/z_1}$, будут ложиться на прямую. С этой прямой в точке $x = 0$ снимаются значения

$$\left. \frac{u - u_1}{\ln z/z_1} \right|_{x=0} = u_*/\alpha, \quad (30)$$

$$\left. \frac{T - T_1}{\ln z/z_1} \right|_{x=0} = T_*/\alpha. \quad (31)$$

При $y = 0$ снимаются значения $x_0^{(u)}$ и $x_0^{(T)}$, связанные с L_* и $\beta_f^{(1)}$ соотношениями

$$x_0^{(u)} = -\frac{L_*}{\beta_u^{(1)}}, \quad x_0^{(T)} = -\frac{L_*}{\beta_T^{(1)}}. \quad (32)$$

С учетом (4) на основе полученных данных определяются коэффициенты $\beta_u^{(1)}$ и $\beta_T^{(1)}$.

Определение T_*/α обычно не вызывает трудностей. Сложность же определения u_*/α при сильно устойчивой стратификации обусловлена тем, что при этих условиях, отмечающихся обычно при слабых ветрах, могут быть велики ошибки в измерениях скорости ветра

на малых высотах. Использовать же для определения v_*/z верхние уровни нельзя, так как нарушается условие малости z/L_* . Поэтому, как правило, для случаев с $Ri_1 > 0,12 \dots 0,15$ не удавалось надежно оценить масштаб скорости.

Если использовать для определения v_*/z соотношение (28), то дополнительной точкой может служить уровень z_0 . Однако это возможно, если z_0 определено достаточно надежно и не зависит от скорости ветра. Последнее условие выполняется только при малых z_0 . При $z_0 \approx 2$ см и более прослеживается существенная зависимость z_0 от скорости ветра.

Как и следовало ожидать, представленные в этих координатах профили ветра и температуры линейны лишь в небольшом диапазоне высот. По этому линейному участку для каждого профиля определяются масштабы скорости ветра и температуры T_*/z и v_*/z , масштаб длины L_* (с учетом (4)), константы β_u и β_T , а также интервал z/L_* , для которого справедлив линейно-логарифмический закон изменения метеовеличин с высотой.

Если при анализе использовать наблюдения на уровнях ниже 1 м, то некоторые погрешности в определении наклона прямой влияют на точность определения v_*/z и T_*/z несущественно. Более существенно их влияние на точность определения $\beta_u^{(1)}$ и $\beta_T^{(1)}$. Поэтому в дальнейшем использованы иные способы определения этих коэффициентов.

4. Анализ результатов. Способ одновременного определения коэффициентов $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$ на основе соотношений (7)–(9) описан выше. Их определение проводилось по всему массиву данных для каждого пункта наблюдений. При малом объеме данных наблюдений трудности определения $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$ таким способом связаны в основном с большим разбросом данных в области малых z/L_* .

По полученным значениям коэффициентов с учетом формул (5) и (16) можно получить зависимость φ_u и φ_T от Ri . Однако такой переход довольно громоздкий, поэтому использовался и другой подход, состоящий в следующем.

При известных v_*/z и T_*/z по материалам наблюдений можно определить функции φ_u и φ_T на основании формул (1)–(2). Если использовать логарифмическую интерполяционную формулу для определения градиентов ветра и температуры, то эти соотношения запишутся в виде

$$\varphi_u = \frac{z}{v_*} \frac{v_2 - v_1}{\ln z_2/z_1}, \quad (33)$$

$$\varphi_f = \frac{\alpha}{T_*} \frac{T_2 - T_1}{\ln z_2/z_1} \quad (34)$$

Определенные на основании формул (33)-(34) значения φ_u и φ_f относятся к уровню $\bar{z} = \sqrt{z_2 z_1}$. Используя разные пары точек, для каждого профиля можно получить значения φ_u и φ_f для разных \bar{z} . Для тех же уровней определяются z/l_* и числа Ричардсона Ri из соотношения

$$Ri_{\bar{z}} = \frac{g}{T} \ln z_2/z_1 \frac{\Delta T_{z_2-z_1}}{(\Delta u_{z_2-z_1})^2} \sqrt{z_1 z_2} \quad (35)$$

Анализ результатов проводился для каждого пункта отдельно. Для этого по результатам обработки всех подобранных профилей строились зависимости φ_f от z/l_* и $1/\varphi_f$ от Ri . Как и следовало ожидать, на этих графиках разброс точек увеличивается с ростом устойчивости. Осредненные зависимости проводились с учетом того, что при $z/l_* = Ri = 0$ $\varphi_f = 1$.

Если соотношение (5) переписать в виде

$$\frac{\varphi_f - 1}{z/l_*} = \beta_f^{(1)} + \beta_f^{(2)} z/l_* \quad (36)$$

то, зная зависимость φ_f от z/l_* , с учетом выражения (36) нетрудно графически определить $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$.

При окончательном выборе $\beta_f^{(1)}$ и $\beta_f^{(2)}$ использовались оба описанных выше приема. Полученные значения коэффициентов приведены в табл. I.

Для получения $\sigma_f^{(1)}$ и $\sigma_f^{(2)}$ использовались соотношения (16) и (19), которые могут быть записаны в виде

$$\frac{1/\varphi_f - 1}{Ri} = -\sigma_f^{(1)} - \sigma_f^{(2)} \varphi_f Ri \quad (37)$$

Из выражения (37) следует, что в системе координат $\frac{1/\varphi_f - 1}{Ri}$ и $\varphi_f Ri$ экспериментальные точки ложатся на прямую. С помощью таких графиков, используя осредненную зависимость $1/\varphi_f$ от Ri , и получили коэффициенты $\sigma_f^{(1)}$ и $\sigma_f^{(2)}$ для каждого пункта наблюдений (см. табл. I).

Обращают на себя внимание большие различия в коэффициентах для различных пунктов наблюдений. При этом имеют место систематические расхождения между данными, сгруппированными по параметру z_0 . Из полученных данных следует, что зависимость функций φ_u и φ_f от z/l_* и Ri не является универсальной, поскольку прослеживается их зависимость еще и от числа Рейнольдса поверхности Re_0 .

Это противоречит теории подобия Монина-Обухова, согласно которой φ_u и φ_T зависят только от параметра стратификации.

Если следовать этой гипотезе, то систематические расхождения между данными для разных пунктов могут быть объяснены некоторыми систематическими погрешностями в исходных данных наблюдений. В таком случае для получения зависимости φ_u и φ_T от параметров стратификации данные разных пунктов следует осреднить. Коэффициенты, с помощью которых можно описать осредненные зависимости φ_u и φ_T от z/L_* и Ri , также приведена в табл. I.

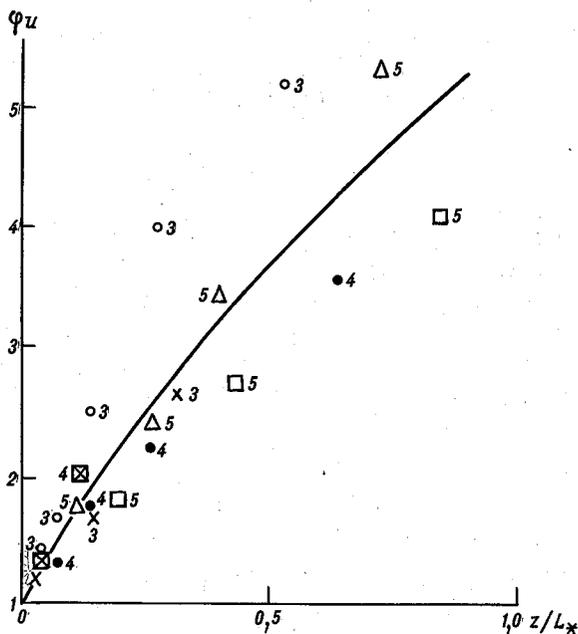


Рис. I.

Рис. I-3 иллюстрируют зависимость φ_u и φ_T от z/L_* и Ri , а также разброс экспериментальных данных. На рисунках приведена квадратичная зависимость с коэффициентами β_f^i и σ_f^i (кривая) и

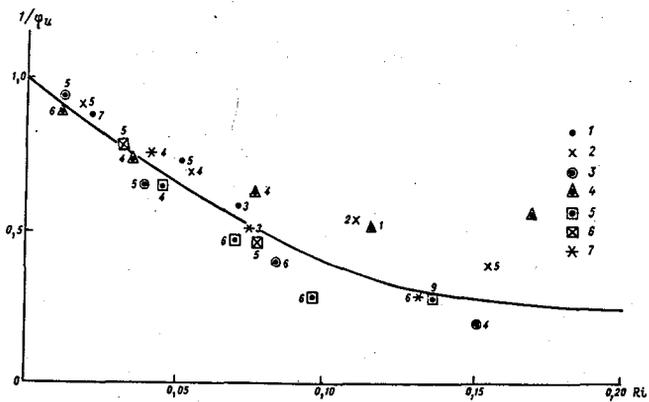


Рис. 2.

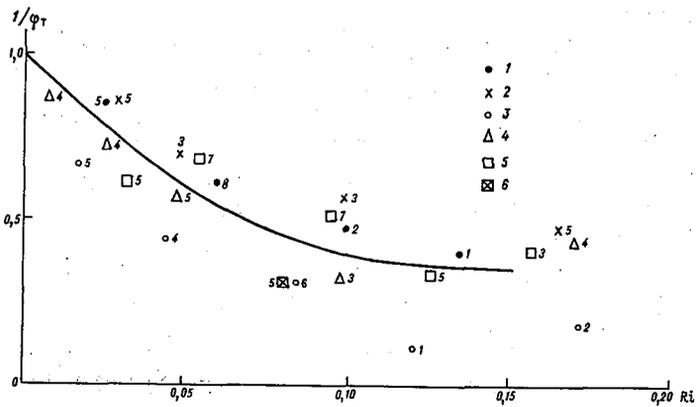


Рис. 3.

экспериментальные данные: 1 - Жовтневое /7/; 2 - Голодная степь /5/; 3 - Уральск /8/; 4 - Махталы /6/; 5 - Керанг /14/; 6 - Хэй - 65 /14/; 7 - Хэй-67 /9/. Цифры указывают число точек, использованных при осреднении.

Диапазон z/L_* , для которого строго выполняется линейно-логарифмический закон, невелик (так же как и диапазон Ri). Достаточно строго можно записать

$$\varphi_u = 1 + 6,5 z/L_* \quad \text{для } z/L_* \leq 0,3, \quad (38)$$

$$\varphi_T = 1 + 9 z/L_* \quad \text{для } z/L_* \leq 0,3, \quad (39)$$

$$\frac{1}{\varphi_u} = 1 - 7 Ri \quad \text{для } Ri \leq 0,04, \quad (40)$$

$$\frac{1}{\varphi_T} = 1 - 9 Ri \quad \text{для } Ri \leq 0,04. \quad (41)$$

Для приближенных оценок этот диапазон можно расширить до 0,6 по z/L_* и до 0,08 по Ri , если уменьшить коэффициенты при z/L_* или при Ri на одну единицу. Погрешности за счет этого будут несущественными из-за малых значений вторых слагаемых (в указанных диапазонах) по сравнению с единицей.

Различия в коэффициентах для φ_u и φ_T свидетельствуют о том, что $\varphi_u \neq \varphi_T$. Их отношение может быть как больше, так и меньше единицы. Отсутствие подобия профилей ветра и температуры свидетельствует о различных механизмах передачи тепла и импульса в приземном слое воздуха.

Как уже отмечалось выше, используемые материалы наблюдений не позволили определить коэффициенты $\beta_g^{(1)}$ и $\beta_g^{(2)}$. Исходя из предположения одинаковости механизмов передачи влаги и импульса мы принимаем коэффициенты $\beta_g^{(1)}$ и $\epsilon_g^{(1)}$ равными соответствующим значениям $\beta_u^{(1)}$ и $\epsilon_u^{(1)}$.

В представленных материалах мы не касаемся вопроса о соотношении масштаба L_* с масштабом длины Молина-Обухова L , определяемого из соотношения

$$L = - \frac{u_*^3}{\epsilon \frac{g}{T} P / \rho c_p}, \quad (42)$$

где P - турбулентный поток тепла, ρ и c_p - плотность и удельная теплоемкость воздуха, g - ускорение свободного падения. Во всех выполненных ранее аналогичных исследованиях /9, II, I3, I4/ принималось, что $L_* = L$, хотя очевидно, что при существенном влиянии лучистого теплообмена на процессы переноса тепла, они не равны. Из этого также следует, что соотношение коэффициен-

Таблица I

Значения констант для различных пунктов наблюдений

Пункт наблюдений	z_0 см	$\beta_z^{(1)}$	$\beta_T^{(1)}$	$\beta_z^{(2)}$	$\beta_T^{(2)}$	$\sigma_z^{(1)}$	$\sigma_T^{(1)}$	$\sigma_z^{(2)}$	$\sigma_T^{(2)}$
Жовтневое /7/	5	5,7	4,8	-2,8	-3,2	6,6		-5,7	
Голодная степь /5/	1,8	5,4	9,7	-1,0	-9,4	5,5		-4,3	
Махталы /6/	0,3	6,4	15,0	-1,4		6,0		-6,7	
Уральск /8/	0,6	11,5	16,1	-6,0	-4,4	8,0		-3,7	
Керанг /14/	0,3	4,9	3,1	-1,6	-0,8	8,0		-4,0	
Хэй-65 /14/	0,7	9,0	14,5			7,2		-4,0	
Хэй-67 /9/						6,4		-2,8	
Среднее		7,2	10,5	-2,6	-4,5	6,8		-4,5	
Принято		6,5	9,0	-2,0	-4,0	7,0	9,0	-4,0	-12

Примечание. Принятые значения справедливы: $\beta_z^{(1)}$ и $\beta_z^{(2)}$ для $0 < z/L_* \leq 1$, $\beta_T^{(1)}$ и $\beta_T^{(2)}$ для $0 < z/L_* \leq 0,6$, * $\sigma_z^{(1)}$ и $\sigma_z^{(2)}$ для $0 < Ri \leq 0,20$, $\sigma_T^{(1)}$ и $\sigma_T^{(2)}$ для $0 < Ri \leq 0,15$.

тов турбулентности для тепла и импульса α_7 , не может быть определено только по данным профильных измерений, а используемое некоторыми авторами предположение, что $\alpha_7 = \varphi_{21}/\varphi_7$ является ошибочным. Эти вопросы требуют специального рассмотрения.

Дальнейший анализ должен также ответить на вопрос, должно ли учитываться число Рейнольдса поверхности в потоко-профильных соотношениях для приземного слоя воздуха при устойчивой стратификации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А р и е л ь Н.З., М у р а ш о в а А.В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. - Труды ГГО, 1981, вып.454, с.9-23.
2. Л а з а р е в а Н.А., О р л е н к о Л.Р. Об определении универсальных функций в теории подобия Монина-Обухова по данным профильных измерений. - Труды ГГО, 1978, вып.402, с.29-37.
3. М о н и н А.С., О б у х о в А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. - Труды Геофизического института АН СССР, 1954, № 24(151), с.163-187.
4. О р л е н к о Л.Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979, 270 с.
5. М а т е р и а л ы э к с п е д и ц и и в Г о л о д н у ю с т е п ь. - Труды Ин-та математики и механики Уз.ССР, 1957, вып.19, 155 с.
6. М а т е р и а л ы н а б л ю д е н и й М а х т а л и н с к о й э к с п е д и ц и и. - Труды ГГО, 1961, вып.107, с.180-199.
7. М а т е р и а л ы н а б л ю д е н и й Д н е п р о в с к о й э к с п е д и ц и и. - Труды ГГО и УкрНИГМИ, 1963, вып.144/40, с.222-267.
8. М а т е р и а л ы н а б л ю д е н и й У р а л ь с к о й э к с п е д и ц и и. - Труды ГГО, 1973, вып.296, с.91-140.
9. Н і с к с В.В. Wind profile relationships from the Wangard experiment. - Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1976, v. 102, N 433, p. 535-552.
10. J a g l o m A.M. Comments on wind and temperature flux-profile relationships. - Bound. Lay. Meteor., 1977, v. 11, N 1, p. 89-102.
11. K o n d o J., K a n e s h i k a Q., V a s u d a N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmo-

spheric surface layer. - J. Atm. Sci., 1978, v. 35, N 6, p.1012-1021.

12. M c. V e h i l G.E. Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. - Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1974, v. 90, N 384, p. 136-146.

13. S h e p p a r d P.A., T r i b l l e D.I., G a r - r a t I.R. Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh). Part I. Instrumentation programm profile. - Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1972, v. 98, N 417, p. 627-641.

14. W e b b E.K. Profile relationships the loglinear range and extension to strong stability. - Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1970, v. 96, p. 67-80.

АДАПТАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВИЖУЩЕЙСЯ
ВОЗДУШНОЙ МАССЫ К ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ УСЛОВИЯМ
НА ПОВЕРХНОСТИ В РАЙОНЕ ГОРОДСКОГО МАССИВА

Особенности структуры пограничного слоя (ПС) над городом и в пригородных районах могут быть приближенно описаны с помощью двумерной квазистационарной модели. Такие модели достаточно широко распространены и многократно были описаны в отечественной и зарубежной литературе [1, 2]. Однако целый ряд характеристик, полезных при решении инженерных задач и получаемых при помощи моделей ПС, изучен недостаточно. В частности, представляет интерес анализ пространственной изменчивости профилей скорости ветра в районах городской застройки и в пригородных районах. Характеристикой этой изменчивости может быть толщина внутреннего пограничного слоя, формирующегося при изменении условий на подстилающей поверхности, а также горизонтальная протяженность зоны адаптации динамических характеристик для слоев различной толщины. Надежное определение этих характеристик позволяет повысить точность методов расчета вертикального распределения скорости ветра в той или иной местности, основанных на использовании данных стандартных аэрологических наблюдений.

Современные двумерные модели горизонтально неоднородного ПС описывают квазистационарный режим течений в пограничном слое с помощью численного решения системы уравнений, включающей уравнения движения для продольной и поперечной составляющей скорости ветра, уравнение неразрывности, уравнения переноса тепла и влаги. Наиболее распространенный вариант замыкания системы уравнений предполагает использование уравнения баланса энергии турбулентности и соотношений, связывающих масштаб и коэффициент турбулентного обмена с характеристиками среднего движения или энергией турбулентности. В [1, 2] было показано, что эффекты, связанные с горизонтальной неоднородностью поверхности, удовлетворительно воспроизводятся такого рода моделью при использовании на верхней границе области интегрирования условий "твердой движущейся крышки". Условия на поверхности варьируются в соответствии с особенностями изучаемого явления и требуемой точностью его описания.

Динамическая структура ПС над районами застройки определяется прежде всего наличием препятствий значительной высоты, влияю-

щих как на среднюю скорость потока, так и на уровень турбулентности. Наличие острова тепла в свою очередь оказывает влияние на распределение скоростей и параметров турбулентности, однако этот эффект гораздо меньше сказывается на характеристиках поля ветра, чем динамические факторы. В работах, посвященных численному моделированию пограничного слоя над шероховатой поверхностью со случайно распределенными препятствиями, начиная с 70-х годов используется традиционная постановка задачи, основанная на представлениях о двухслойном режиме течений. В двумерном варианте квазистационарной модели уравнения движения и баланса энергии турбулентности обычно записываются таким образом /3, 5/:

$$u \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} - (\bar{V} - G) - c_d |\bar{V}| \bar{V} I_h, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} - k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} = - \frac{c_b^2}{k} - c_d S (u^2 + v^2)^{1/2} I_h, \quad (2)$$

$$I_h = \begin{cases} 1 & \text{при } z < h, \\ 0 & \text{при } z > h, \end{cases}$$

где h — средняя высота зданий, $\bar{V} = (u, v)$ — вектор горизонтальной скорости ветра, w — вертикальная скорость, k — коэффициент обмена, b — энергия турбулентности, G — вектор географического ветра, f — параметр Кориолиса, c_d — коэффициент сопротивления препятствий, определяемый экспериментально, S — коэффициент, характеризующий густоту распределения препятствий. Остальные обозначения общеизвестны.

Если использовать для замыкания системы уравнения соотношение $k = l \sqrt{b}$, где l — масштаб турбулентности, то наибольшие трудности в задаче такого рода представляет формирование физически оправданного условия для вычисления масштаба l в слое $z < h$. Разные варианты соотношений, определяющих l на высотах, меньших высоты препятствий, описаны в работах /3,4/. Приводимые в данной статье расчеты основаны на предположении о том, что на высотах $z < h$ сохраняется способ параметризации l , пригодный для слоев, свободных от препятствий. Такое предположение адекватно описывает /5/ динамическую структуру ИС над городским массивом.

При моделировании перестройки вертикальных распределений метеорологических характеристик движущейся воздушной массы под влиянием неоднородностей поверхности изменение динамических характеристик поверхности может быть задано по-разному. Когда решается однослойная задача, расчетные значения искомых величин получаются лишь для $z > z_0$, в уравнениях (1), (2) $I_h = 0$ и наиболее удобной имитацией изменения свойств поверхности служит задание шероховатости в виде кусочно-непрерывной функции. При решении двухслойной задачи ($I_h = 1$ при $z \leq h$) аналогичным способом задаются коэффициенты $c_d(x)$ и $S(x)$.

Рассмотрим результаты численных экспериментов по расчету внутреннего пограничного слоя над районом городской застройки для случая, когда воздушная масса перемещается на этот район после того, как она в течение длительного времени находилась над поверхностью с малой шероховатостью порядка $z_0 \approx 2$ см. При переходе через границу города шероховатость изменялась скачком. Расчет выполнен для двух значений шероховатости в городе: $z_0 = 0,5$ м и $z_0 = 1,5$ м. Для случая двухслойной задачи при переходе через границу района городской застройки скачком изменялись величины c_d и S (в городе $c_d S = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, за городом $c_d = 0$).

Для того чтобы обеспечить сравнение результатов расчета по двум моделям, использовалось следующее соотношение между городской шероховатостью и высотой зданий.

$$z_{02} = 0,046 h \quad (3)$$

В рассматриваемой задаче граница внутреннего пограничного слоя $\delta(\tilde{x})$ может быть определена только приближенно. Обычно границей указанного слоя считается высота, на которой различия между профилями метеорологических характеристик становятся пренебрежимо малыми. Естественно, что определенная таким образом высота зависит от критерия малости различий, вводимого в зависимости от целей исследования. Насколько велики эти различия, можно проследить по рис. 1 а, на котором величины $\delta(\tilde{x})$ определены по профилям модуля безразмерной скорости ветра $v(z)/v_g$. На этом рисунке $\tilde{x} = x/H$, где H — высота пограничного слоя. Кривая 1 получена с использованием условия $|\Delta v/v_g| < 0,15$, а кривая 2 — по условию $|\Delta v/v_g| < 0,05$ (Δv — разность между значениями скорости на данной высоте на некотором расстоянии от города вниз по потоку и установившимися значениями скорости над

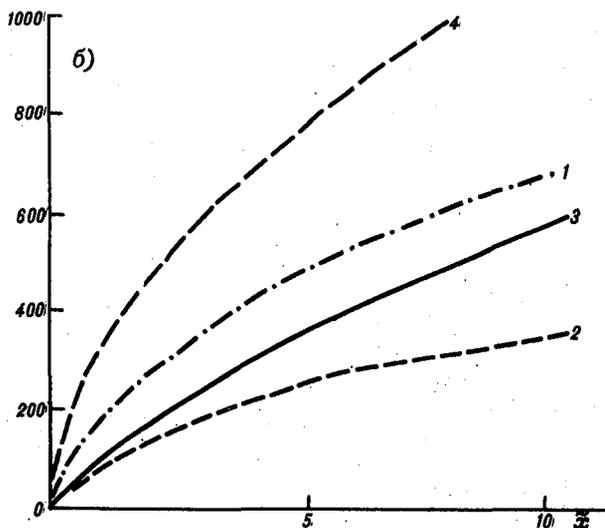
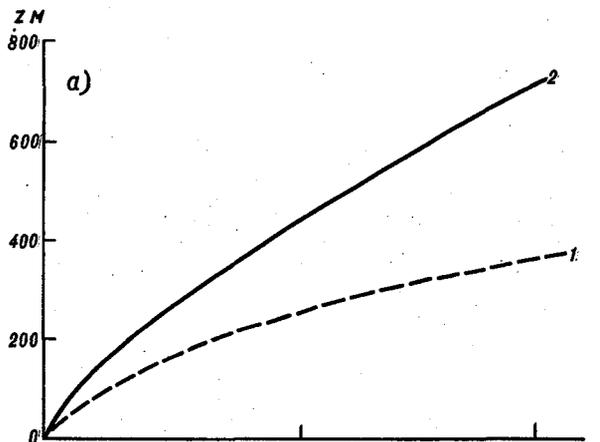


Рис. I.

городом). Различия между кривыми 1 и 2 сравнимы, как будет видно из дальнейшего, с различиями в высотах $\delta(\tilde{x})$, обусловленными изменением шероховатости района застройки. Во всех последующих примерах критерием для определения $\delta(x)$ служило условие

$|\Delta v| \leq 0,5$ м/с, т.е. $\delta(x)$ ограничивало оварку область высот, для которых разность скоростей превышала 0,5 м/с. Расчеты выполнены для разных значений геострофической скорости ветра как по двухслойной, так и по однослойной модели ИС. На рис.1 б представлена функция $\delta(\tilde{x})$, полученная с использованием указанных моделей при $h = 30$ м; $v_g = 15$ м/с с нейтральной стратификацией. Кривая 3 соответствует случаю однослойной модели со скачком шероховатости, кривая 4 рассчитана с учетом слоя вытеснения над препятствиями. Из рисунка видно, что значения $\delta(x)$, полученные с учетом олоя вытеснения, оказываются в 1,5–2 раза больше соответствующих значений $\delta(\tilde{x})$, рассчитанных по однослойной модели.

Это объясняется тем, что в данной модели воздействие препятствий проявляется в значительной мере в усилении турбулентности движущегося потока воздуха. При уменьшении скорости геострофического ветра до 5 м/с (кривая 1 на рис.1) для препятствий той же высоты внутренний пограничный слой снижается почти вдвое на всех расстояниях от границы города, что связано с ослаблением турбулентного обмена. Уменьшение высоты препятствий вызывает аналогичное уменьшение значений $\delta(\tilde{x})$. Этот эффект иллюстрируется на рис.1 б кривой 2, полученной при неизменных внешних условиях для $h = 10$ м.

В ряде случаев для практических целей (в частности, для описания структуры поля ветра в районе аэродромов, примыкающих к городу) необходимо иметь представление о том, насколько искажается вертикальное распределение скорости в окрестности города под влиянием городского массива. В этих случаях удобно рассматривать в качестве характеристики такого влияния протяженность вниз по потоку от границы раздела зоны адаптации динамических характеристик слоев различной толщины к условиям поверхности за городом.

Представляет интерес проанализировать изменение этой характеристики в зависимости от условий температурной стратификации. Некоторые результаты такого анализа представлены на рис.2. В качестве параметра устойчивости использованы значения $\mu = \frac{g}{v} \frac{v_2 - v_1}{f v_g}$, вычисленные над городом. Этот параметр часто используется в качестве критерия подобия по условиям стратификации при систематизации экспериментальных данных. На рис.2 показана зависимость величины зоны адаптации профиля модуля скорости в слоях толщины 100, 200, 300 и 400 м (x – расстояние, на котором динамические характеристики слоя заданной толщины приспособливаются к условиям

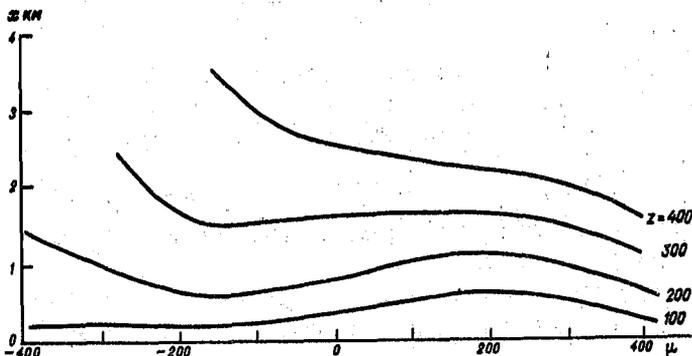


Рис.2.

новой поверхности). Из рисунка видно, что для всех рассматриваемых слоев расстояние, на которое должна перемещаться воздушная масса для того, чтобы профиль ветра приспособился к условиям изменившейся поверхности, уменьшается с ростом неустойчивости. Это очевидное следствие увеличения турбулентности в пограничном слое при усилении неустойчивости. Увеличение устойчивости не всегда однозначно приводит к увеличению зоны адаптации. Из рис.2 следует, что для слоев малой толщины функция $x = f(\mu)$ не является монотонной. Минимум функции $x = f(\mu)$ в области значений $\mu \approx -150 \dots 200$ объясняется наличием одновременного влияния сил плавучести и скорости ветра на турбулентность. Так, образование струйного течения достаточной мощности при значительной устойчивости приводит к росту генерации турбулентной энергии за счет динамических причин и усилению турбулентного обмена. Это в свою очередь сказывается на поведении функции $x = f(\mu)$. Указанный эффект проявляется в области, расположенной ниже оси струйного течения, возникающего в ПС. Поэтому кривые $x = f(\mu)$ становятся более гладкими при увеличении толщины адаптирующихся слоев.

Проведенные оценки дают физически оправданную картину формирования внутреннего пограничного слоя и зоны адаптации в районе городской застройки в зависимости от внешних условий, влияющих на структуру турбулентного течения.

Анализ полученных результатов может быть полезен при решении прикладных задач. Существенная зависимость результатов от выбора модели требует оптимизации этого выбора на основе сравнения расчетов с данными эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. А.М. Яглома. - Л.: Гидрометеоздат, 1985, 351 с.
2. Вагер Б.Г., Надежина Е.Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. Л.: Гидрометеоздат, 1979. 135 с.
3. Дубов А.С., Бякова Л.Н., Марунч С.Б. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 179 с.
4. Симонов В.В. Модель приповерхностного турбулентного потока при наличии проницаемых препятствий. - Труды ИГО, 1984, вып. 483, с. 22-35.
5. Sorbian Z., Uliasz M. Some numerical urban boundary-layer studies. - Bound. Lay. Meteor., 1982, v. 22, N 4, p. 481-502.

МЕЖДУГODOВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО
ИСПАРЕНИЯ НА ОРОШАЕМЫХ ПОЛЯХ

Для рационального землепользования в условиях орошения необходимо научное обоснование оросительных норм в первую очередь для районов проектируемого орошения. Решение этой задачи важно не только с точки зрения экономии воды, но и для сохранения земельных ресурсов, поскольку завышение норм полива приводит к значительному засолению почв. Определение оросительных норм в районах традиционного хлопководства выработано эмпирически, для вновь осваиваемых районов они могут быть получены расчетным путем.

Оросительные нормы в большой степени определяются дополнительным испарением, которое возникает на орошаемом поле после полива. Методы оценки дополнительного испарения, основанные на решении совместной системы уравнений тепло- и влагопереноса, достаточно хорошо разработаны как для условий отдельного орошаемого поля (теоретические модели приземного слоя атмосферы) /1, 5, 6, 7/, так и для системы чередующихся орошаемых полей, участков пустыни и водоемов (модели пограничного слоя атмосферы) /2, 3, 4/. Большим недостатком численных экспериментов, выполненных по этим моделям, является то, что подобные оценки проводились только для средних многолетних условий. В то же время оценка междугодовой изменчивости величины дополнительного испарения (ΔE) имеет большое значение для регулирования расхода воды в годы различной увлажненности. Для решения этой задачи по модели приземного слоя атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности было рассчитано дополнительное испарение за каждый год периода 1941–1975 гг. Расчет проведен для условий июня и июля для четырех станций, различных по условиям засушливости; результаты расчета ΔE представлены на рис.1 и 2. Кривая 1 на этих рисунках описывает дополнительное испарение на орошаемых полях, характерное для условий Центральных Каракумов (Репетек). Кривая 2 характеризует условия в менее засушливом районе Средней Азии (Джусалы), кривая 3 характерна для Восточного Казахстана (Челкар), а кривая 4 – для Западной Сибири (Ватай). На этих же рисунках кружками отмечены годы с максимальной температурой и треугольниками – с минимальной температурой за рассматриваемый 35-летний период. Поскольку дополнительное испарение зависит не

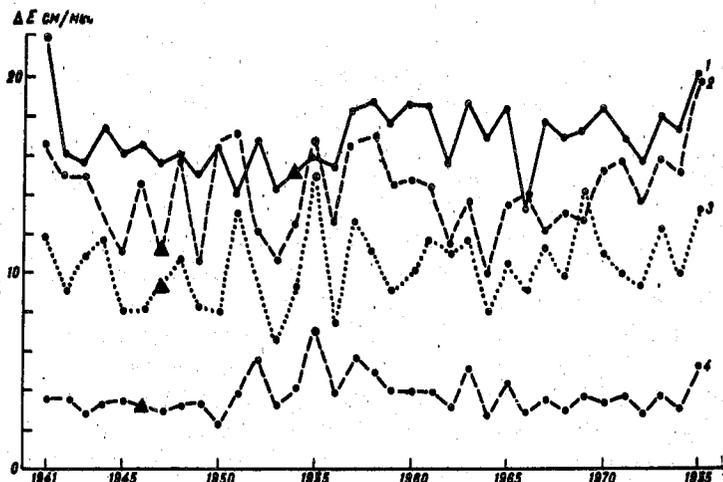


Рис. 1.

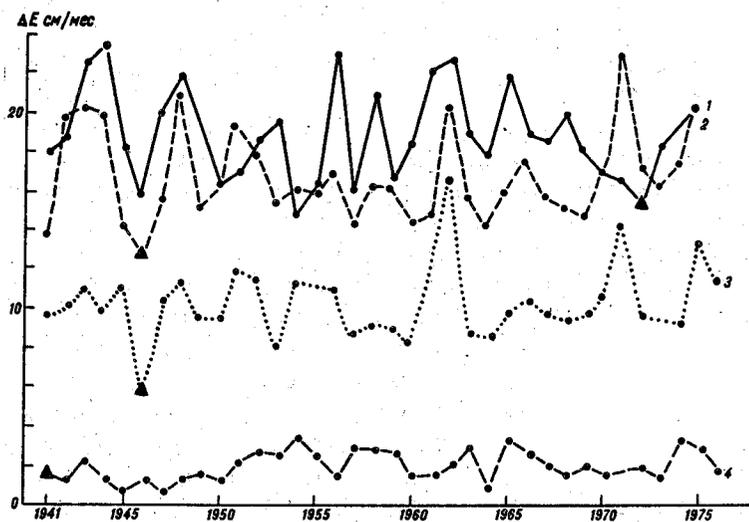


Рис. 2.

только от температуры, но и от влажности и скорости ветра, наиболее засушливый год (по показателю ΔE) не всегда совпадает с самым теплым, а наиболее увлажненный — с холодным. Кроме этих оценок, по данным еще 6 станций, расположенных в Средней Азии, Казахстане, Западной Сибири и в Поволжье, был проведен расчет величины ΔE за каждый год периода 1960—1975 гг.

Анализ данных межгодовой изменчивости дополнительного испарения за период 1960—1975 гг. позволяет выделить отдельные годы, в которые отмечается синхронность потребности в увеличении или уменьшении дополнительной воды по сравнению со среднемноголетним значением ΔE в ряде районов Среднего региона. Так, в июне 1962, 1964 и 1972 гг. для всех рассматриваемых станций Казахстана, Западной Сибири и Средней Азии характерно пониженное дополнительное испарение. По данным станций, расположенных в Поволжье (ЕГЦ), 1962 и 1964 гг. близки к норме, а 1972 г. характеризовался значительным вторичным максимумом засушливости. Точно так же 1963 г. имеет относительный максимум величины ΔE для всех станций, кроме Поволжья. По данным всех станций имеет место резкое увеличение ΔE в 1975 г. не только в июне, но и во все месяцы рассматриваемого периода (май — август).

Июль 1964 г. также характеризуется для большинства станций, включая Поволжье, минимальным дополнительным испарением, а 1972 г. близок к норме везде за исключением самого засушливого района Средней Азии, где в этом году отмечался абсолютный минимум дополнительного испарения за рассматриваемый период (1960—1975 гг.). Что же касается 1962 г., то для него характерно заметное увеличение ΔE в Поволжье и абсолютный максимум этой величины на шести станциях из десяти, рассмотренных на остальной части Среднего региона.

Анализ более длинного ряда (1941—1975 гг.) межгодовой изменчивости дополнительного испарения для четырех станций (Репетек, Джусалы, Челкар, Вагай) подтверждает возможность синхронного колебания засушливости в различных районах Среднего региона. Так, повышенная потребность в дополнительной воде проявилась одновременно по данным всех станций в июне в 1941, 1955, 1957 и 1958 гг., а в июле — в 1943, 1948 и 1956 гг.

Пониженная по сравнению со средним многолетним значением величина ΔE в июне отмечалась в 1953 и 1956 гг. и в июле в 1946 и 1957 гг. (кроме Западной Сибири).

Для выявления общей тенденции изменения засушливости различных районов Среднего региона была определена величина тренда

ΔE за период 1961–1975 гг. по данным десяти станций и за период 1941–1975 гг. по данным четырех станций. Анализ результата расчета показывает, что в наиболее засушливых районах (Репетек, Карак) имеет место некоторое уменьшение засушливости, в Поволжье – слабое увеличение, а в Казахстане и Западной Сибири тренд величины ΔE близок к нулю. За период 1941–1975 гг. тренд для всех четырех рассматриваемых станций мал.

Анализ многолетнего ряда дополнительного испарения позволяет выделить отдельные периоды, протяженностью несколько лет, в течение которых аномалии величины ΔE по отношению к среднему многолетнему значению не меняет знака. Так, по данным станции Репетек, для июня периода 1945–1956 гг. характерно пониженное значение ΔE , а для июня 1957–1965 гг. (за исключением 1962 г.) – повышенного значения этой величины. В Западной Сибири (ст. Вагай) в периоды 1941–1950 и 1966–1974 гг. значения ΔE ниже нормы, а в 1951–1960 гг. (за исключением 1953 г.) – выше. В июле по данным Репетека 1950–1955 гг. являются периодом относительно малой засушливости, так же как и период 1969–1973 гг. в 1960–1966 гг. отмечались повышенная засушливость; исключение составил только 1964 г.

По данным станций Челкар и Джусалы аномалии засушливости одного знака наблюдаются чаще всего 2 или 3 года подряд. Интересно отметить, что для отрицательных аномалий (годы пониженной потребности в дополнительной воде) характерны более длительные периоды с малыми амплитудами, а засушливые годы отличаются тем, что имеют большую амплитуду, но продолжительность их обычно не превышает 2–3 лет.

Анализ длительности существования аномалий дополнительного испарения одного знака может быть полезен при планировании освоения новых земель в засушливых условиях с точки зрения создания водохранилищ различной емкости для гарантирования устойчивых урожаев.

Количественная оценка межгодовой изменчивости дополнительного испарения (σ) и его дисперсии (σ^2) определялись для 10 станций Среднего региона. Значения $\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\Delta E - \Delta E_{cp})^2}{n}}$ (n – число лет) для июня и июля приведены в табл. I. Межгодовая изменчивость в июне и июле колеблется в значительных пределах. Так, например, в июле σ на двух соседних станциях Казахстана (Нура и Челкар) различается в 2 раза (2,3 см/мес) для Челкара и 1,1 см/мес для Нуры). Вместе с тем коэффициент корреляции между

Таблица I

Характеристики дополнительного испарения -
 среднее многолетнее ΔE (см/мес),
 дисперсия ϵ^2 и $\epsilon/\Delta E$ по данным за 1960-1975 гг.

ψ° с.ш.	Станция	Июнь			Июль		
		ΔE	ϵ^2	$\epsilon/\Delta E$	ΔE	ϵ	$\epsilon/\Delta E$
38	Уч-Аджи	16,9	3,6	0,10	20,5	7,0	0,13
38	Репетек	16,6	2,5	0,09	19,7	4,3	0,11
45	Карак	13,5	1,8	0,09	14,9	3,6	0,13
46	Джусалы	12,4	2,9	0,14	13,7	2,6	0,17
48	Челкар	10,7	2,6	0,15	11,6		0,20
49	Нура	9,8	2,3	0,16	10,0	1,2	0,11
51	Ершов	7,1	3,3	0,30	7,2	4,8	0,31
53	Карасуль	6,0	3,8	0,28	6,0	2,6	0,27
55	Куртамыш	4,0	2,2	0,32	3,9	1,2	0,38
57	Вагай	3,6	0,5	0,21	3,7	0,5	0,19

этимися величинами в июле по данным ст.Челкар и Нура довольно высок (0,79).

Четко выраженной закономерности в пространственном распределении дисперсии ϵ^2 не прослеживается. Отношение изменчивости дополнительного испарения к среднему его значению за рассматриваемый период ($\epsilon/\Delta E_{\text{ср}}$) имеет тенденцию к увеличению на север как в июне, так и в июле (см.табл.I).

Количественная оценка связи межгодовой изменчивости величины дополнительного испарения в различных районах Среднего региона не дает высоких значений коэффициента корреляции между ходом ΔE по данным отдельных станций.

Довольно высока связь изменений от года к году дополнительного испарения в июне в наиболее засушливой части Центрального региона и в Западной Сибири. Коэффициент корреляции Репетек - Куртамыш составляет 0,63, а Репетек - Вагай 0,76, однако в июле эти коэффициенты равны 0,36 и 0,30 соответственно. В целом для всего региона синхронность дополнительного водопотребления различных районов Среднего региона в июле ниже, чем в июне, а для отдельных пунктов коэффициент корреляции принимает отрицательное значение.

Выводы

1. Дополнительное испарение (ΔE) может меняться от года к году более, чем в 2 раза.
2. Отрицательные аномалии ΔE имеют большую продолжительность и меньшую амплитуду, чем положительные.
3. Четко выраженного тренда одного знака величины ΔE за период 1941–1975 гг. в различных районах Среднего региона не обнаружено.
4. Закономерности в пространственном распределении дисперсии величины дополнительного испарения не прослеживаются. Отношение изменчивости дополнительного испарения к среднему его значению увеличивается с юга на север.
5. Отчетливой связи между межгодовой изменчивостью дополнительного испарения в Поволжье и в Восточном Казахстане или в Поволжье и Западной Сибири не обнаружено.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А й з е н ш т а т Б.А. Изменение теплового баланса деятельной поверхности при орошении. – Труды ИГО, 1953, вып.39, с.37–60.
2. Б ы к о в а Л.П. Закономерности изменения характеристик тепло- и влагообмена над орошаемым оазисом. – Труды ИГО, 1980, вып.444, с.46–56.
3. В а г е р Б.Г., Н а д е ж и н а Е.Д. Пограничный слой в условиях горизонтальной неоднородности. – Л.: Гидрометеиздат, 1979. 135 с.
4. В а г е р Б.Г., У т и н а З.М. Баланс атмосферной влаги над системой орошаемых полей. – Труды ИГО, 1981, вып.454, с.68–79.
5. Г о р б у н о в а И.Г., У т и н а З.М. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения. – Труды ИГО, 1968, вып.226, с.64–72.
6. У т и н а З.М. К вопросу о трансформации температуры и влажности при орошении. – Труды ИГО, вып.294, с.173–177.
7. Я к о в л е в а Н.И. Трансформация воздуха над водоемами. – Труды ИГО, 1953, вып.41, с.74–86.

ИЗМЕНЧИВОСТЬ СРЕДНЕМЕСЯЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ЭНЕРГООБМЕНА ОКЕАН - АТМОСФЕРА В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Несмотря на то что ряд существенных деталей описания процессов теплового взаимодействия океана и атмосферы остаются дискуссионными, можно в первом приближении полагать известными климатические значения среднемесячных значений радиационных и турбулентных потоков на поверхности океана для всей его акватории. В то же время их реальная межгодовая изменчивость изучена крайне слабо, хотя именно сведения об изменчивости процессов взаимодействия представляют основной интерес для решения задач диагноза короткопериодных колебаний климата, обусловленных влиянием океана, на особенности атмосферной циркуляции. Выполнение такого диагноза, как известно, представляет собой одну из центральных задач программы "Разрезь".

Сведения об изменчивости потоков могут быть непосредственно получены на основании обработки их регулярных временных рядов в фиксированных точках. Однако такие данные имеются лишь для отанций погоды /6/. Временные ряды среднемесячных значений основных исходных гидрометеорологических параметров для пятиградусных трапеций ("квадратов") Северной Атлантики получены во ВНИИГМИ-МЦД в результате обработки данных попутных судовых наблюдений за 18 лет /4/. Расчеты характеристик энергообмена на основании этих данных могут быть использованы для определения временных рядов потоков, однако статистическая обработка этих рядов не обеспечивает надежного построения полей дисперсий потоков, так как качество рядов не всегда достаточно надежно (наличие многочисленных пропусков данных).

В связи с этим целесообразно определять характеристики межгодовой изменчивости среднемесячных значений радиационных и турбулентных потоков косвенным методом путем параметризации дисперсий определяющих гидрометеорологических параметров на основе имеющейся доступной информации. Использование такого подхода /2, 3/ позволило определить дисперсии потоков радиации для Северной Атлантики /2/. В данной работе приводится его развитие с целью определения дисперсий среднемесячных значений других важнейших характеристик энергетического взаимодействия океан - атмосфера

для этой же акватории. Все приведенные здесь карты дисперсий построены на основании расчетов в узлах пятиградусной координатной сетки.

Дисперсию функции нескольких переменных можно выразить через дисперсии этих переменных и их ковариации /1/. Турбулентные потоки явного тепла (H) и теплоты фазовых переходов (LE) на поверхности океана определяются обычно следующим образом:

$$H = \rho c_p c_v u \Delta t, \quad (1)$$

$$LE = L\rho \frac{0,622}{p} c_E u \Delta e, \quad (2)$$

где ρ , c_p , p — соответственно плотность, теплоемкость и давление воздуха, u — скорость ветра, Δt — перепад температуры вода — воздух, Δe — разность давления насыщенного водяного пара при температуре поверхности воды и парциального давления водяного пара в воздухе, c_v , c_E — коэффициенты тепло- и влагообмена, L — теплота фазовых переходов. Тогда безразмерную дисперсию каждого из этих потоков (Q) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_Q}{\bar{Q}}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_a}{\bar{a}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_u}{\bar{u}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{c_{v,E}}}{\bar{c}_{v,E}}\right)^2 + \frac{2r_{uc_{v,E}}\sigma_u\sigma_{c_{v,E}}}{\bar{c}_{v,E}\bar{u}} + \\ &+ \frac{2r_{c_{v,E}a}\sigma_{c_{v,E}}\sigma_a}{\bar{c}_{v,E}\bar{a}} + \frac{2r_{ua}\sigma_u\sigma_a}{\bar{u}\bar{a}}, \end{aligned}$$

где r — коэффициент корреляции, a — вертикальный перепад субстанции (Δt либо Δe).

Для оценки относительного вклада отдельных членов правой части выражения (3) в формирование σ_Q/\bar{Q} были выполнены расчеты значений этих членов по временным рядам значений всех параметров, входящих в (3), по данным станций погоды /6/. В результате оказалось, что основной вклад в дисперсию турбулентных потоков вносит первый член правой части выражения (3), т.е. дисперсия турбулентных потоков явного тепла и теплота фазовых переходов определяется главным образом дисперсией перепада температуры или

влажности воздуха (вес этого члена в дисперсии потока близок к 0,5). Вклад остальных членов приблизительно одинаков. В качестве исходной информации для параметризации были использованы двадцатилетние ряды наблюдений на североатлантических станциях погоды /6/, а также обобщения попутных судовых наблюдений /4/. Анализ зависимости $\sigma_{\Delta t}(\Delta t)$ проводится с учетом климатических особенностей различных районов Северной Атлантики. В результате были получены две зависимости $\sigma_{\Delta t}(\Delta t)$: одна из них характерна лишь для районов холодных течений, а другая – для всей остальной части акватории Северной Атлантики. Обе зависимости получены с коэффициентом корреляции между $\Delta \bar{t}$ и $\sigma_{\Delta t}$, равным 0,8, и приведены в работе /2/.

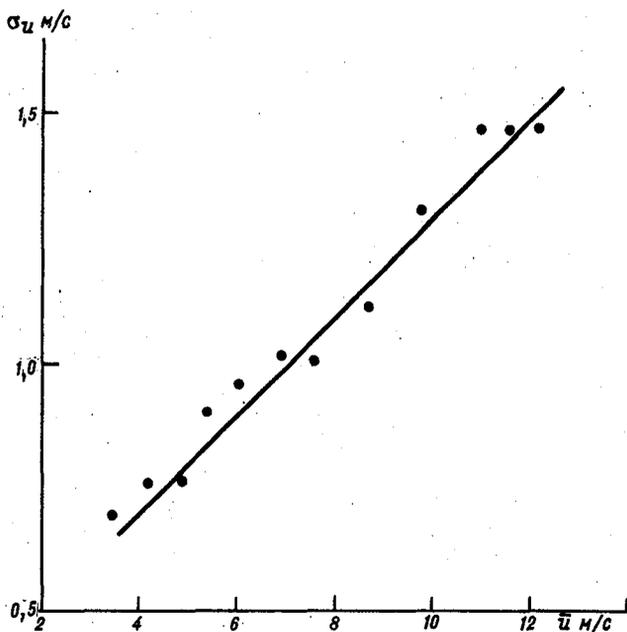


Рис. I.

Зависимость $\sigma_z(\bar{u})$ получилась единой для всей Северной Атлантики (рис. I). Объединение трех членов выражения (3), зависящих от скорости ветра, в один $\left(\frac{\sigma(u_{c+})}{u_{c+}}\right)^2$, а также наличие

зависимости величины этого члена от дисперсии скорости ветра, позволило упростить выражение (3). Следующим шагом в упрощении явилось введение коэффициента

$$K = \frac{\left(\frac{\sigma_{\Delta t}}{\Delta t}\right)^2 - \frac{2r_{c_T \Delta t} \sigma_{c_T} \sigma_{\Delta t}}{c_T \Delta t}}{\left(\frac{\sigma_{\Delta t}}{\Delta t}\right)^2}$$

который является функцией Δt и изменяется от 1,0 при $\Delta t = 0$ до 1,25 при $\Delta t = 3,5^0$. Особо выделяется северо-восточная часть Северной Атлантики (Норвежская ЭАВО), где $K = 0,95$ и практически не меняется при изменении Δt в исследуемых пределах.

Наконец, последний член правой части выражения (3), учитывающий корреляцию между скоростью ветра и Δt , рассчитывался по среднемесячным значениям этих параметров по уже упоминавшимся выше данным станций погоды и попутных судовых наблюдений. В результате этих расчетов была получена зависимость величины $r_{u, \Delta t}$ от Δt . Эта зависимость имеет следующие особенности. В северо-восточном районе Северной Атлантики (Норвежская ЭАВО) в холодный период корреляция между u и Δt оказалась отрицательной и равной приблизительно $-0,2$. В этом районе в теплое полугодие, а в остальной части Северной Атлантики в течение всего года корреляция либо небольшая положительная (при $\Delta t < 1$), либо равна нулю (при $\Delta t > 1$).

Таким образом, выражение для расчетов межгодовой изменчивости турбулентного потока тепла над океаном приняло следующий вид:

$$\left(\frac{\sigma_H}{H}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{u c_T}}{u c_T}\right)^2 + K \left(\frac{\sigma_{\Delta t}}{\Delta t}\right)^2 + \frac{2r_{u, \Delta t} \sigma_u \sigma_{\Delta t}}{u \Delta t} \quad (4)$$

Члены правой части выражения (4) полностью определяются среднемесячными значениями скорости ветра и разности температур вода - воздух.

Изложенный метод расчета был использован для определения величин σ_H / \bar{H} в узлах пятиградусной сетки для четырех месяцев года. В качестве примера на рис. 2 а и б представлены карты σ_H (в МДж/м²·сут) для февраля и августа соответственно. Наибольшие

значения изменчивости отмечаются в феврале: в районах ЭАЭО Гольф-стрима и Ньюфаундлендской ЭАЭО σ_H превышает 4 МДж/(м²·сут). В этих же районах имеются максимумы σ_H на майской карте (2 МДж/(м²·сут), на которой появляется также максимум вблизи Африканского континента, связанный с повышенными значениями $\sigma_{\Delta t}$ в зоне действия Канарского течения. Изменчивость потока тепла в августе крайне мала, максимальные значения σ_H не превышают 1 МДж/(м²·сут). На ноябрьской карте максимальные значения σ_H (3 МДж/(м²·сут)) отмечены в районе действия Лабрадорского течения. Сопоставление полученных значений σ_H с изменчивостью радиационных потоков, представленных в работе /2/, показало, что в южной части Северной Атлантики (0-40° с.ш.) σ_R , как правило, в несколько раз больше, чем σ_H , лишь в ноябре в западной части океана у 40° с.ш. σ_H несколько превышает σ_R . Севернее 40° с.ш. в холодную половину года изменчивость турбулентных потоков значительно больше, чем радиационных. Особенно это заметно в западной части океана, где σ_H в 5-8 раз больше σ_R .

Как уже упоминалось выше, изменчивость потока влаги можно рассчитать, пользуясь выражением (3). Однако практически такая возможность не может быть осуществлена, так как надежных регулярных данных о распределении влажности над океаном очень мало (в основном только данные океанических станций погоды). Поэтому дисперсия потока теплоты фазовых переходов определялась косвенным методом, сущность которого состоит в использовании имеющегося подобия в процессах переноса тепла и влаги над океаном.

Ввиду определяющей роли $\sigma_{\Delta t}$ и $\sigma_{\Delta e}$ в формировании σ_H и σ_{LE} , можно предположить, что

$$\frac{\sigma_H}{\sigma_{LE}} = a \frac{\sigma_{\Delta t}}{\sigma_{\Delta e}}, \quad (5)$$

где a — постоянная величина.

Для проверки высказанного предположения было использовано около 300 временных рядов среднемесячных значений величин, входящих в выражение (5). Результаты показали, что величина

$\frac{\sigma_H / \sigma_{LE}}{\sigma_{\Delta t} / \sigma_{\Delta e}}$ практически не зависит ни от температуры воды T_w , ни от $\sigma_{\Delta t}$, а коэффициент a в формуле (5) составляет 0,55 со средним квадратическим отклонением, равным 0,11. Таким образом, межгодовую изменчивость потока тепла фазовых переходов можно считать по следующему соотношению

$$\sigma_{LE} = \frac{\sigma_H}{0,55 \sigma_{\Delta t} / \sigma_{\Delta e}} \quad (6)$$

Для использования этого выражения в расчетах σ_{LE} величина $\sigma_{\Delta t} / \sigma_{\Delta e}$ была параметризована таким образом, чтобы все расчеты производились по данным, имеющимся для большей части акватории океана, т.е. по данным о температуре воды и воздуха. Такая параметризация оказалась возможной благодаря наличию строгой физической зависимости $e_w(T_w)$ и высокой корреляции между температурой и влажностью воздуха над океаном. Определение вида зависимости $\frac{\sigma_{\Delta t}}{\sigma_{\Delta e}}(T_w, \Delta t)$ осуществлялось по тем же экспериментальным данным, которые использовались для нахождения коэффициента α . На рис.3 приведены зависимости отношения $\sigma_{\Delta t} / \sigma_{\Delta e}$ от температуры воды для трех диапазонов Δt : а) $\Delta t < 0^\circ\text{C}$, б) $0 \leq \Delta t \leq 2,5^\circ\text{C}$ и в) $\Delta t > 2,5^\circ\text{C}$. Эти зависимости и были использованы для определения $\sigma_{\Delta t} / \sigma_{\Delta e}$ в выражении (6). На основании выполненных расчетов построены карты σ_{LE} для четырех месяцев; карты для февраля и августа представлены на рис.2 в и г соответственно.

Области максимальных значений σ_{LE} на февральской карте (10 МДж/(м²·сут)) располагаются в районе ЭАЗО Гольфстрим и южной части Ньюфаундлендской ЭАЗО. Положение этих максимумов довольно хорошо совпадает с положением максимумов средних значений LE . Коэффициенты вариации LE для этих областей близки к 30%. Наибольших значений для зоны умеренных широт коэффициенты вариации достигают в районе станции С — приблизительно 50%. Следует отметить появление двух зон повышенных значений σ_{LE} (4 МДж/(м²·сут)) в южной части акватории, где отсутствуют какие-либо заметные максимумы средних значений LE . Расположение одной из них близко к тропической ЭАЗО, вторая же находится в зоне Канарского холодного течения. Повышенные значения изменчивости потоков в зонах холодных течений (т.е. при $\Delta t < 0^\circ\text{C}$) отмечались и на картах σ_H (см.рис.2 а, б). Наиболее четко выражены эти небольшие максимумы на майских картах σ_H и σ_{LE} . Их наличие, очевидно, можно объяснить тем обстоятельством, что для инверсии температуры характерно ослабление процессов теплообмена вода — воздух, что приводит к более длительному существованию аномалий температуры воздуха и, следовательно, к увеличению ве-

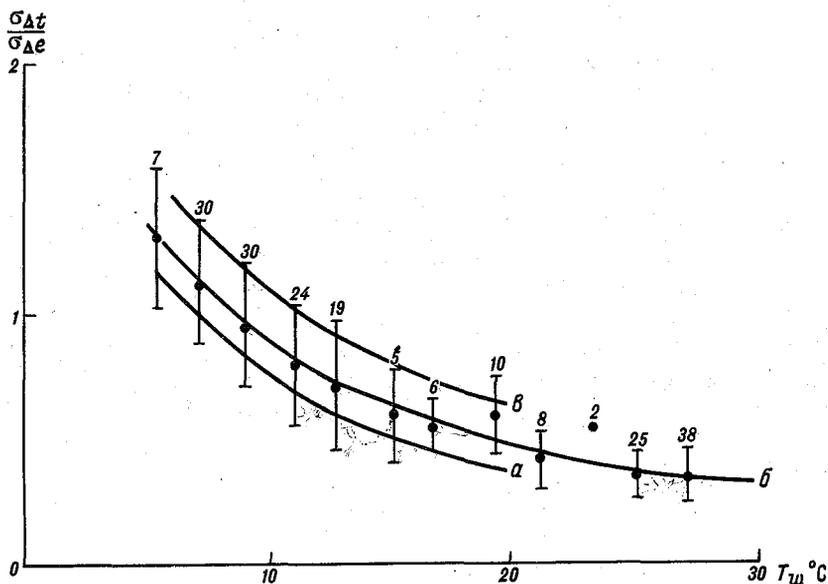


Рис. 3.

роятности сохранения аномалии среднемесячных значений Δt и Δe .

На майской карте σ_{LE} достаточно резкий максимум отмечается лишь в районе ЭАЗО Гольфстрим ($8 \text{ МДж}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$). Кроме того, как уже указывалось выше, сохраняется область повышенных значений σ_{LE} вблизи побережья Африки. Вся остальная часть экватории характеризуется сравнительно малыми значениями σ_{LE} , близкими к $2 \text{ МДж}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$.

Максимальные значения σ_{LE} в августе отмечаются вновь вблизи Африканского континента и северной части Ньюфаундлендской ЭАЗО ($4 \text{ МДж}/(\text{м}^2 \cdot \text{сут})$).

Достаточно четко выражена граница зоны повышенных значений σ_{LE} на карте за ноябрь: она расположена вдоль струи Гольфстрима и Северо-Атлантического течения с максимальными значениями

8 МДж/(м²·сут) (район ЭАЗО Гольфстрим). Как и на всех предыдущих картах, сохраняется зона повышенных значений σ_{LE} вблизи Африки.

По полученным значениям дисперсий потоков явного тепла и теплоты фазовых переходов и корреляции между ними легко рассчитать дисперсию виртуального потока тепла.

$$\sigma_{H+LE} = \sqrt{\sigma_H^2 + \sigma_{LE}^2 + 2\sigma_H \sigma_{LE} r_{H,LE}} \quad (7)$$

Коэффициенты корреляции между потоками явного и тепла и теплоты фазовых переходов были рассчитаны по временным рядам турбулентных потоков, приведенным в /6/. Как и следовало ожидать, они оказались близкими к единице, и в соответствии с этим $r_{H,LE}$ в расчетах был принят равным 1,0.

На основании выполненных расчетов построены карты σ_{H+LE} . Характерные особенности изолиний на них в основном схожи с особенностями, отмеченными на картах σ_{LE} . Однако сами значения средних квадратичных отклонений виртуального потока тепла, естественно, больше, чем σ_{LE} . Так максимальные значения

σ_{H+LE} на февральской карте достигают 14 МДж/(м²·сут). В феврале и ноябре достаточно хорошо проявляются ЭАЗО Гольфстрим и Ньюфаундлендская ЭАЗО. Тропическая ЭАЗО проявляется в виде некоторого повышения значений σ_{H+LE} по сравнению с окружающим фоном на картах за февраль, май и ноябрь. Во все месяцы имеются зоны повышенной изменчивости виртуального потока тепла вблизи Африканского побережья. Норвежская ЭАЗО практически не выделяется на картах σ_{H+LE} , так же как и на картах всех других потоков. Однако северная часть этой ЭАЗО относится к району, где данные наблюдений частично или даже полностью отсутствуют, поэтому сведения об изменчивости потоков здесь менее надежны, чем для других ЭАЗО.

Расчет изменчивости результирующего потока тепла B при наличии средних квадратических отклонений турбулентных и радиационных потоков может быть выполнен следующим образом:

$$\sigma_B = \sqrt{\sigma_{H+LE}^2 + \sigma_R^2 - 2r_{R,H} \sigma_R \sigma_H - 2r_{R,LE} \sigma_R \sigma_{LE}} \quad (8)$$

Природа формирования турбулентных и радиационных потоков совершенно различна (механизмы турбулентной и лучистой теплопереда-

чи), однако наличие общего влияющего параметра Δt может привести к определенной связи между ними. Изменчивость этого параметра играет наиболее существенную роль в изменчивости турбулентных потоков, в то время как на изменчивость радиационного баланса $\bar{\epsilon}_{\Delta t}$ воздействует лишь частично через изменчивость эффективного излучения. При этом турбулентные потоки тепла и влаги увеличиваются по абсолютному значению с ростом Δt , а радиационный баланс уменьшается из-за увеличения эффективного излучения. Поэтому корреляция между этими потоками должна быть отрицательной. Вычисления $r_{R,H}$ и $r_{R,LE}$ были проведены по временным рядам турбулентных и радиационных потоков по данным станций погоды /6/. С апреля по октябрь корреляция между сравниваемыми потоками оказалась практически равной нулю. В холодный период года (ноябрь-март) связь между потоками получилась действительно обратной, при этом коэффициенты корреляции иногда приближаются к минус единице, а в среднем по пяти станциям погоды равны приблизительно $-0,5$. При малых значениях Δt , характерных для районов станций погоды в теплое полугодие, влияние $\bar{\epsilon}_{\Delta t}$ на $\bar{\epsilon}_R$ весьма слабое, поэтому в этих условиях величины исследуемых потоков можно считать некоррелируемыми. В связи с этим учет влияния величин $r_{H,R}$ и $r_{R,LE}$ в расчетах $\bar{\epsilon}_R$ выполнялся на основании сведений о распределении величин Δt по акватории. Для весенних и летних месяцев по всей акватории Северной Атлантики принималось $r_{R,H} = r_{R,LE} = 0$. Для осенних и зимних месяцев это же предположение принималось для тех районов акватории, где $\bar{\Delta t} \leq 1$ °C. Для всех остальных районов (т.е. там, где $\bar{\Delta t} > 1$ °C) полагалось, что $r_{R,H} = r_{R,LE} = -0,5$. Географическая граница между этими двумя районами была определена на основании карт $\bar{\Delta t}$, приведенных в /5/.

Результаты расчетов $\bar{\epsilon}_R$, выполненных по формуле (8), приведены на картах (рис.4). В холодный период года, представленный картами за февраль (рис.4 а) и ноябрь (рис.4 г), в северной части акватории значения $\bar{\epsilon}_R$ весьма близки к $\bar{\epsilon}_{H+LE}$, так как значения $\bar{\epsilon}_R$ близки к нулю. В эти же месяцы в южной части океана, а в течение теплого периода (май - рис.4б, август - рис.4 в) на всей акватории изменчивость радиационных и турбулентных потоков сравнима между собой, поэтому их вклад в формирование $\bar{\epsilon}_R$ сопоставим, хотя все же изменчивость турбулентных составляющих баланса тепла более значима.

Максимальные значения $\bar{\epsilon}_R$ составляют 14-16 МДж/(м²·сут) и

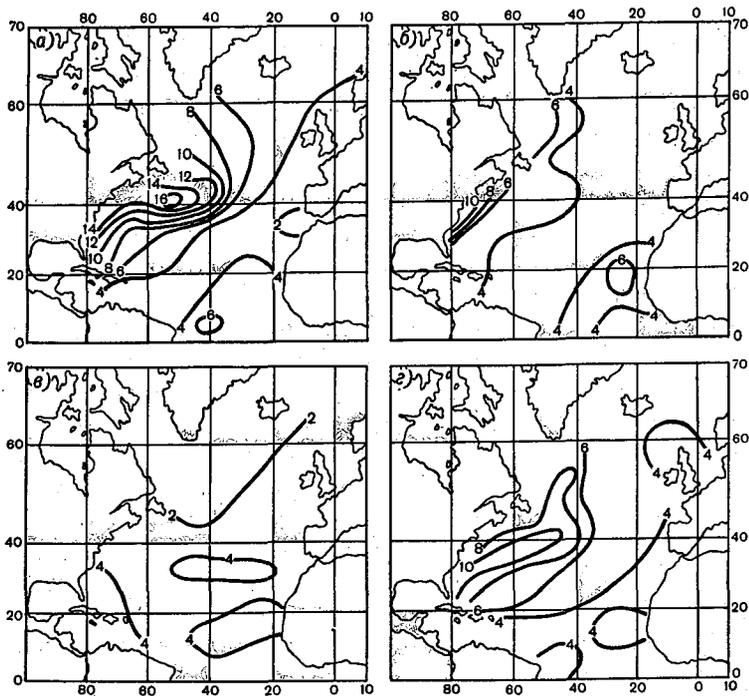


Рис.4.

отмечаются в южной части Ньюфаундлендской ЭАЭО и в ЭАЭО Гольф-стрим (холодный период). Коэффициент вариации результирующего потока тепла в зимние месяцы максимален в северной части Ньюфаундлендской зоны (район станции С): так, в феврале σ_B/\bar{B} достигает 70–80 %.

Как показывают данные станций погоды /6/, в годовом ходе величина B изменяется на порядок, тогда как σ_B изменяется в 3–4 раза, поэтому годовой ход коэффициента вариации для результирующего потока тепла велик и максимум приходится на летние месяцы.

Оценить погрешности рассчитанных значений σ_H , σ_{LE} и σ_B довольно трудно. На рис.5 приведена сезонная изменчивость виртуального потока тепла для станций погоды С (а), А (б), I (в) и Р (г), рассчитанная по изложенной выше методике, в сопоставлении с действительной изменчивостью, полученной по 20-летнему ряду данных о $H+LE$. Согласование этих результатов вполне удовлетворительное. Расхождения между σ_{LE} , рассчитанными по методике, и истинными характеризуется средним квадратичным отклонением 0,47 МДж/(м²·сут). Аналогичное сопоставление по данным о σ_{LE} для отдельных пятиградусных квадратов характеризуется средним квадратичным отклонением 0,51 МДж/(м²·сут). Естественно предположить, что наибольшие погрешности имеют место при определении по методике σ_B , поскольку при этих расчетах суммируются погрешности аппроксимаций всех составляющих. Правда, результаты расчетов σ_R обладают, очевидно, наибольшей достоверностью, поскольку точность расчетов как их средних значений, так и дисперсий, контролируется сравнениями с данными измерений /2/, а использованные сведения об изменчивости основного определяющего параметра (балла облачности) согласуются с обобщениями спутниковых наблюдений. В результате погрешность определения σ_R близка, очевидно, к 20 %. Сопоставление величин $\sigma_{B\text{ист}}$ и $\sigma_{B\text{рас}}$ приведено на рис.6, здесь σ расхождений равна 0,57 МДж/(м²·сут).

Как следует из приведенных данных, при неустойчивой температурной стратификации приподнятого слоя, характерной для большинства районов океана, погрешности расчета дисперсий по изложенной методике не превышают 20–30 %. Однако в условиях нейтральной, а тем более устойчивой стратификации их значения существенно возрастают (до многих десятков процентов). В связи с этим приведенные данные о величинах σ_H , σ_{LE} и σ_B для тех районов океана, которые характеризуются упомянутыми особенностями термической стратифика-

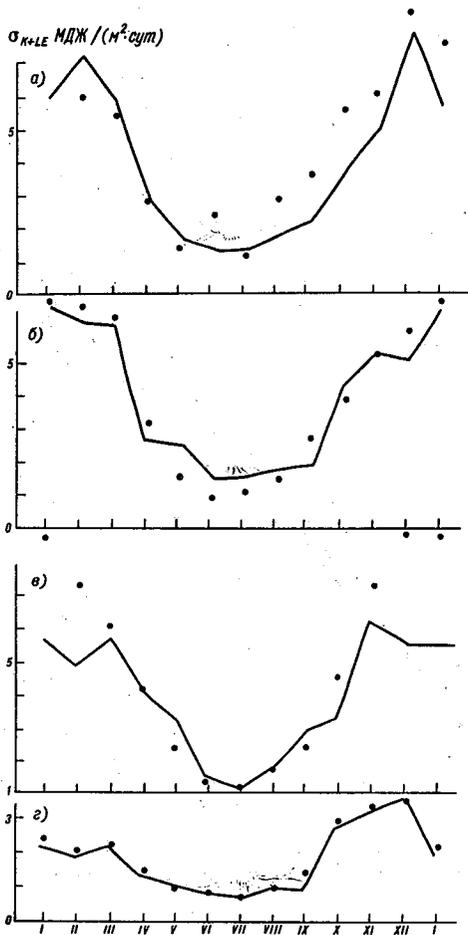


Рис. 5.

ции (в первую очередь — районы холодных океанических течений) являются наименее надежными.

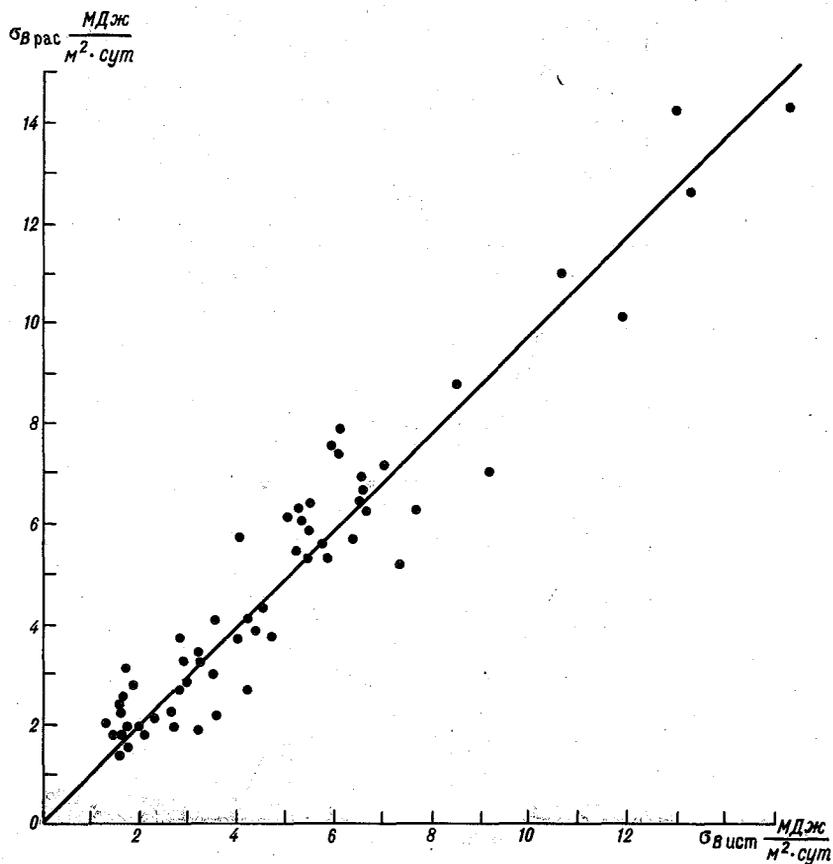


Рис.6.

Существенное внимание, уделяемое в настоящее время вопросам количественного описания теплообмена океан — атмосфера, позволяет надеяться, что выполнение крупнейших современных экспериментальных программ в этом направлении ("Разрезы", ТОГА), работы по мониторингу океана, позволят получить новые данные для проверки

представленных здесь результатов.

Авторы выражают благодарность Л.А.Строкиной за любезно предоставленные материалы о климатических значениях турбулентных потоков в узлах регулярной сетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кендалл М., Стьюарт А. Теория распределений. - М.: Наука, 1966. 588 с.

2. Малевский - Малевич С.П. Изменчивость среднемесячных значений радиационных потоков в Северной Атлантике. - Метеорология и гидрология, 1985, № 2, с.69-76.

3. Малевский - Малевич С.П. Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос, программа "Разрезы". - ВИНТИ, 1986, т.6.

4. Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. - Обнинск, Изд-во ВНИИГМИ-МЦД, 1980, вып. I-4.

5. Формирование и изменчивость гидрофизических полей северной части Атлантического океана. - М.: Гидрометеиздат, 1984, - 137 с.

6. Характеристики энергообмена океан - атмосфера / Н.З.Ариель, Г.В.Гирдик, Б.Н.Егоров, С.П.Малевский-Малевич, А.В.Мурашова. - Л.: Гидрометеиздат, 1984. 79 с.

О ПОГРЕШНОСТЯХ РАСЧЕТОВ СОСТАВЛЯЮЩИХ РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

При решении различного рода прикладных задач одним из методов расчета составляющих радиационного баланса поверхности океана является использование связи этих составляющих с метеовеличинами в приводном слое, о распределении которых по акватории океана имеется достаточно обширная информация. "Рекомендации по расчету составляющих радиационного баланса поверхности океана" /5/ позволяют сравнительно просто производить расчеты составляющих радиационного баланса с использованием комплекса стандартных метеорологических наблюдений за температурой воды и воздуха и количеством облаков.

Сравнение результатов расчетов с данными актинометрических измерений дает возможность проверить надежность основных положений "Рекомендаций" на независимом материале и оценить их погрешности.

Приведенные ниже результаты получены на основании актинометрических наблюдений, проведенных в 37-м рейсе НИСП "Волна", 36 и 37-м рейсах НИСП "Прилив" и 39-м рейсе НИС "Академик Королев".

Погрешности определялись для составляющих радиационного баланса в конкретные моменты времени - мгновенных значений (кВт/м^2), а также для суточных сумм (МДж/м^2).

Расчеты мгновенных значений проводились в соответствии с разделом I "Рекомендаций", а расчет суточных сумм - в соответствии с разделом 2.

I. Суммарная радиация

Суммарная радиация Q , составляющая в дневное время основную часть радиационного баланса, в реальных условиях облачного неба характеризуется значительной изменчивостью. Коэффициент вариации ее мгновенных значений даже при наличии облаков одних и тех же форм и неизменной высоте солнца может достигать 50%. В связи с этим при оценке погрешностей расчетов необходимо использовать как можно больший объем выборки. Регистрация суммарной радиации, проводившаяся как в обычных, так и в штормовых условиях, позволила использовать для сравнений наблюдения, полученные в широком диапазоне высот солнца и при различном количестве облаков.

Результаты сопоставлений измеренных и рассчитанных значений суммарной радиации приведены в табл. I.

В табл. I приведены осредненные за весь период наблюдений значения суммарной радиации по данным измерений и результатам расчетов; относительная погрешность расчетов

$$\Delta/Q = \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=k} (Q_{p_i} - Q_i)^2}{k}}$$

где Q_p и Q — рассчитанные и измеренные значения соответственно, k — число случаев.

Как следует из табл. I, рассчитанные и измеренные значения хорошо согласуются. В среднем различия между ними не превышают для мгновенных значений 2 %, для суточных сумм 1 %.

Что касается относительных погрешностей, то и их значения приведенные в табл. I, следует признать вполне удовлетворительными, имея в виду большую естественную изменчивость коротковолновых потоков и 3–5 %-ную погрешность самих измерений.

2. Альbedo поверхности океана

В сравнении с другими составляющими радиационного баланса альbedo поверхности океана характеризуется наименьшей изменчивостью. Так, диапазон относительного изменения альbedo с изменением количества облаков от 0 до 10 баллов не превышает 20 %, тогда как для суммарной радиации эта величина достигает 50 % /5/.

В количественном отношении сравнения результатов расчетов альbedo с данными измерений менее обеспечены, чем расчеты других составляющих радиационного баланса из-за частых пропусков в наблюдениях, связанных со штормовыми условиями, когда актинометрическая стрела была заведена на борт судна.

Результаты сравнения рассчитанных значений альbedo с данными измерений приведены в табл. 2.

Как и для суммарной радиации, сопоставление результатов расчета с данными измерений проводилось для срочных (A) и среднесуточных ($\sum A$) значений альbedo.

Приведенные в табл. 2 результаты показали, что между измеренными и рассчитанными значениями альbedo имеются существенные различия. Для всех рассматриваемых интервалов времени рассчитанные значения альbedo получились выше измеренных в среднем более чем на 30 %. Значения относительной погрешности расчетов, дости-

такие 50 %, также не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к точности расчета данной составляющей радиационного баланса.

На высокие значения альbedo поверхности океана, рассчитанные по методике ГГО, указывалось ранее, в частности, в работах Н.А. Тимофеева /6/. Тот факт, что при разработке методики расчета альbedo использовались наблюдения, полученные в ряде рейсов судов "Воейков" и "Шокальский" /4/, работавших в тех же районах океана, что и суда, данные которых использованы для сравнений, исключает возможность отнести полученные в табл.2 результаты на счет региональности исходных данных. Несомненным является вывод о необходимости корректировки приведенных в "Рекомендациях" зависимостей для расчетов альbedo.

Актинометрические наблюдения, проводившиеся в 36 рейсах НИСП "Волна", позволили уточнить зависимость альbedo поверхности океана по срочным данным от высоты солнца и количества облаков.

Результаты обработки более 3000 измерений альbedo приведены в табл.3. В этой же таблице представлены стандартные отклонения средних σ' и количество использованных наблюдений.

Приведенные в табл.3 зависимости позволили с помощью методики, изложенной в /1/, получить зависимости средних за день значений альbedo от количества облаков при различных полуденных высотах солнца (табл.4).

Приведенные в табл.3 и 4 уточнения величины альbedo, при одних и тех же определяющих их условиях, в среднем, на 1-2 % меньше аналогичных из "Рекомендаций".

3. Эффективное излучение

Известно, что из-за значительных погрешностей измерений в дневное время определение эффективности излучения ($E_{эф}$) сетевыми балансосмерами М-10 на научно-исследовательских судах возможно только после захода солнца.

В связи с этим крайне важна и практически необходима разработка высокоэффективной методики расчета потоков длинноволнового излучения.

Предложенные в "Рекомендациях" зависимости $E_{эф}$ от определяющих параметров - температуры воздуха и воды, общего количества облаков и количества облаков нижнего яруса - получены по данным многочисленных измерений эффективного излучения в различных районах Мирового океана радиометром ГГО с германиевым фильтром, предназначенным для измерений интегральных потоков длинноволново-

Таблица 1

Сопоставление измеренных и рассчитанных значений суммарной радиации

	Q (кВт/м ²)	ΣQ (МДж/м ²)
Расчет	0,313	12,32
Измерения	0,319	12,33
Δ/Q	0,42	0,24
K	939	244

Примечание. ΣQ - сумма радиации за сутки.

Таблица 2

Сопоставление рассчитанных и измеренных значений альbedo (%) поверхности океана

	A	ΣA
Расчет	9,7	8,1
Измерения	7,2	6,2
Δ/A	0,53	0,36
K	176	26

Примечание. ΣA - отношение суточных сумм отраженной и суммарной радиации.

Таблица 3

Зависимость альbedo поверхности океана (%) для различных градаций количества облаков (N) от высоты солнца (h)

N балл	h°								δ'	K
	10	20	30	40	50	60	70	80		
0 - 2	20	14	9	6	5	4	4	4	1,8	257
3 - 5	18	14	9	6	5	4	4	4	1,9	614
6 - 8	14	12	9	7	6	5	5	4	2,3	852
9 - 10	9	8	8	7	6	6	5	5	2,5	1707

Таблица 4

Зависимость средних за день значений альbedo (%)
от полуденных высот солнца (h_n)
для различных градаций общего количества облаков (N)

N баллы	h_n°							
	10	20	30	40	50	60	70	80
0 - 2	21	16	11	08	07	06	06	05
3 - 5	19	16	11	08	07	06	06	05
6 - 8	15	14	11	09	08	07	07	06
8	10	10	10	09	08	07	07	06

Таблица 5

Сопоставление измеренных
и рассчитанных значений

	$E_{эф}$ кВт/м ²	$\Sigma E_{эф}$ МДж/м ²
Расчет	0,058	4,81
Измерения	0,062	5,37
$\Delta/E_{эф}$	0,20	0,18
K	634	57

го излучения. Прибор неоднократно использовался в различного рода экспедициях как на море, так и на суше и показал себя надежным и стабильным в работе.

В 37-м рейсе НИСП "Волна" проводились измерения длинноволнового излучения атмосферы - E_a . По значениям E_a и данным метеорологических наблюдений за температурой поверхности воды определялось эффективное излучение атмосферы в стандартные метеорологические сроки. По данным восьми срочных наблюдений за $E_{эф}$, проводившихся как в ночное, так и дневное время суток, рассчитывались суточные суммы эффективного излучения.

В табл.5 приведены результаты сопоставления рассчитанных значений $E_{эф}$ с данными измерений.

Как следует из табл.5, данные измерений $E_{эф}$ как для сроч-

ных значений, так и для суточных сумм превышают расчетные значения. Для мгновенных значений это превышение в среднем составляет 6 %, для суточных сумм 10 %. Относительно большие различия между рассчитанными и измеренными значениями $E_{эф}$ обуславливаются следующим фактором. Один из этапов работ НИСП "Волна" проводился в южной части полигона "Курисио" - районе океана, который характеризуется резко выраженными аномалиями метеорологических параметров, и прежде всего влажности. Так, относительная влажность за время работы на полигоне не превысила в среднем 60 %, что в условиях океана наблюдается чрезвычайно редко.

Методика расчета эффективного излучения основана на существовании эмпирической связи между температурой и влажностью воздуха в приводном слое, которая для океана в целом характеризуется высокими значениями коэффициента корреляции и описывается формулой /2/

$$6T_a^4 = 0,018 e^{0,614} + 0,126 e^{0,307} + 0,226, \quad (I)$$

где T_a - температура воздуха в приводном слое, e - парциальное давление водяного пара в (мм), b - постоянная Стефана-Больцмана.

В районе Курисио рассчитанные по данным о температуре воздуха значения абсолютной влажности оказались на 40-50 % больше измеренных. Таким образом, реальная влажность в районе Курисио оказалась существенно меньше значений, заложенных в методику расчета $E_{эф}$. Это привело к завышению в районе Курисио встречного излучения атмосферы и занижению значений $E_{эф}$ по сравнению с реальными величинами.

Расчитанные по полигону Курисио значения $E_{эф}$ в отдельные дни оказались на 30-40 % меньше измеренных.

Учитывая, что именно расчетные значения $E_{эф}$ предполагается использовать при оценках радиационного баланса на полигоне Курисио, выделенного в качестве энергоактивной зоны в Тихом океане, необходимость уточнения методики расчета длинноволнового излучения применительно к этому району океана становится очевидной.

Измерения атмосферного излучения, проводившиеся в рейсе, позволили сделать такие уточнения для двух градаций температуры воздуха: 15-20, 20-25 °С.

Многочисленные оценки характера зависимости длинноволнового излучения от количества облаков N /2, 3/ показали, что наилучшей формой ее аппроксимации является выражение вида

$$E_a = E_0 (1 + bN^2), \quad (2)$$

где E_0 - излучение безоблачного неба; b - коэффициент, зависящий от температуры воздуха.

Методом корреляционного анализа были получены уравнения регрессии, связывающие величину E_a (кВт/м²) с общей облачностью (баллы) в районе Куроисио:

$$E_a = 0,287 (1 + 0,0030 N^2) \quad \text{при } 15 \leq t < 20 \text{ }^\circ\text{C}, \quad (3)$$

$$E_a = 0,319 (1 + 0,0021 N^2) \quad \text{при } 20 \leq t < 25 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Коэффициенты корреляции получились равными 0,830 для диапазона температур 15-20 °С и 0,843 для диапазона температур 20-25 °С.

В среднем различия между величинами атмосферного излучения, рассчитанными по уравнению (3) и взятыми из "Рекомендаций", составляют 10 %.

Отмеченные выше различия между рассчитанными и измеренными значениями E_a в районе Куроисио носят региональный характер и являются характерными для районов океана со сравнительно сухой воздушной массой при значениях относительной влажности 80 %.

Однако и при таких условиях можно производить расчеты излучения атмосферы по "Рекомендациям" при использовании следующего методического приема. По измеренным значениям абсолютной влажности по формуле (I) определяется некоторая "фиктивная" температура t_e , которую и следует использовать для расчетов E_a по "Рекомендациям". Применение такой обработки позволяет практически устранить систематические расхождения измеренных и рассчитанных значений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гирдюк Г.В., Иванова И.И., Кириллова Т.В. Влияние облачности на альbedo океана. - Труды ИГО, 1975, вып. 326, с.136-139.

2. Гирдюк Г.В., Малевский - Малевич С.П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана. - Труды ИГО, 1973, вып. 297, с.124-132.

3. Егоров Б.Н. Влияние облачности на атмосферное излучение в тропической зоне Атлантического океана. - Труды Меж-

ведомственной экспедиции ТРОПЭКС-74, т. I. Атмосфера, 1976, с. 594-599.

4. Кириллова Т.В. Альbedo океана. - Труды ИГО, 1972, вып. 282, с. 215-218.

5. Рекомендации по расчету составляющих радиационного баланса поверхности океана. - Ротопринт ИГО, 1982, с. 92.

6. Тимофеев Н.А., Петрова О.П. Среднедневные альbedo поверхности океана для суммарной радиации. - Морские гидрофизические исследования, 1974, № 2, с. 17-21.

О РАСЧЕТАХ СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ

На поверхности суши имеется большое число актинометрических станций, по наблюдениям на которых получены средние месячные многолетние значения суммарной радиации. Расчетные методы определения суммарной радиации основаны и проверяются по данным этих наблюдений. Иначе обстоит дело с водной поверхностью. Для экваторий ряды многолетних наблюдений отсутствуют. Для определения суммарной радиации, приходящей на поверхность океана, в настоящее время используется методика, основанная на обобщении актинометрических наблюдений, выполненных во время рейсов научно-исследовательских судов /5, 6, 8/. При этом первоначальным временным интервалом является не месяц, а срок наблюдений, для которого рассчитывается суммарная радиация в заданной географической точке на определенную дату. Суммы за сутки, за месяц, за сезон вычисляются исходя из этих значений.

Из-за различия временных интервалов при расчетах суммарной радиации на суше и на океане возникли две методики расчета суммарной радиации, исходными материалами для которых послужили в первом случае средние месячные многолетние значения суммарной радиации на актинометрических станциях суши, во втором — экспедиционные рейсовые наблюдения на движущихся судах на океане.

До последнего времени не было выполнено сопоставление методик, используемых для расчетов суммарной радиации на суше и на океанах. Однако методику, которой пользуются для расчетов суммарной радиации на суше, применить к обработке экспедиционных морских наблюдений невозможно — нет длительных систематических наблюдений в фиксированных пунктах океана. Остается вторая возможность для сопоставления — применить методику, используемую для обработки результатов морских наблюдений (далее в тексте называемую морской) к обработке наблюдений на актинометрических станциях суши. Это сопряжено с большим объемом работы с первичным материалом, поскольку необходимо каждое наблюдение на станции соотнести с высотой Солнца в срок наблюдения, облачностью (общей и нижнего яруса), а также определить характерные для периода наблюдений значения коэффициента прозрачности, значения возможной радиации $Q_0(h_0)$ и, наконец, определить характерные значения $\frac{Q}{Q_0}(h_0)$, как это и было сделано при обработке морских экспеди-

ционных наблюдений. Эта работа выполнена нами по наблюдениям на актинометрических станциях Воейково и Омск /I, 9/, расположенных в условиях морского и континентального климата. Другой задачей нашей работы являлось решение вопроса, какую из двух методик целесообразно использовать для оценки суммарной радиации, приходящей на акватории озер и водохранилищ, расположенных, как правило, далеко от берегов океанов и морей. Морская методика дает возможность производить расчеты как средних значений за длительный период времени, так и за сравнительно короткие периоды, что особенно важно применительно к озерам.

Однако до недавнего времени расчеты суммарной радиации на озерах и водохранилищах проводились по формулам, полученным для условий суши.

Наиболее распространенной до 60-х годов была формула расчета суммарной радиации Савинова-Онгстрема

$$Q = Q_0 f(\bar{n}) = Q_0 [1 - (1 - k)\bar{n}] , \quad (I)$$

где Q и Q_0 - соответственно суммарная и возможная радиация; k - коэффициент, определяющий пропускание облаков, \bar{n} - средняя облачность в долях единицы.

Однако природа явления такова, что в действительности зависимость $f(\bar{n})$ оказывается нелинейной, поскольку важную роль в ослаблении радиации облаками играет состояние диска Солнца - открыт ли он или закрыт облаками. При малых долях покрытия неба облаками вероятность открытого диска Солнца значительно выше, чем при больших, что и определяет нелинейный характер зависимости $f(n)$, и формула расчета (I) является лишь первым приближением. Точнее, $f(n)$ выражается многочленом второй степени. Т.Г.Берлянд /3/ в 1961 г. была предложена формула

$$Q = Q_0 [1 - (a + b\bar{n})\bar{n}] , \quad (2)$$

где a и b - численные коэффициенты.

Средние за год значения коэффициентов k , a и b и их изменения в зависимости от широты места, приводятся в /4/.

В условиях сплошной облачности, т.е. при $n = I$, формулы (I) и (2) упрощаются и получаются соотношения

$$\frac{Q}{Q_0} = k , \quad \frac{Q}{Q_0} = 1 - (a + b) \dots \quad (3)$$

Несмотря на бесспорную справедливость выражений (3) и возможность определения значений коэффициентов по измерениям $\frac{a}{a_0}$ при $n = 1$, уместно отметить, что при обосновании формул (1) и (2) использовались средние месячные значения балла облаков, а следовательно, подавляющее число этих значений заключалось в интервале 4-8. Во всяком случае крайние значения, в том числе 10, соответствующее $n = 1$, не встречались, а потому и значения k и $a+b$ находились не на основании данных наблюдений, а экстраполяцией. Такая трудность не возникает, если использовать не средние за месяц значения \bar{n} , а значения n в отдельные сроки наблюдений. Такой подход является одним из принципиальных преимуществ морской методики, особенно если учесть нелинейный характер функции $f(n)$.

Применение формул расчета (1) и (2) и сопоставление результатов расчета с данными экспедиционных наблюдений на озерах показало необходимость уточнения значений коэффициентов k в формуле (1) и соответственно значений коэффициентов $1 - (a+b) = k$ в формуле (2). Об этом свидетельствуют данные табл.1, в которой представлены значения указанных выше коэффициентов по данным экспедиционных наблюдений Института озероведения АН СССР за несколько летних месяцев в различные годы. Из табл.1 видно, что значения коэффициентов, полученные по данным наблюдений в теплый период года, выше рекомендуемых в /4/ примерно на 30 %, что должно привести к занижению расчетных значений суммарной радиации при использовании формул (1) и (2). Этот результат подтверждает необходимость уточнения методики расчета суммарной радиации применительно к акваториям озер и водохранилищ. Следует обратить внимание на то, что для более точных расчетов при использовании любой методики нужен балл облачности лишь за светлую часть суток, на что указывалось ранее в работе /12/.

Прежде чем переходить к анализу результатов сопоставления двух методик, следует обратить внимание на то, что при обработке единичных наблюдений подтверждается малое ослабление радиации при увеличении облачности до 4-5 баллов и дальнейшее более значительное ослабление при увеличении облачности до сплошной. Предстояло решить вопрос - является ли это характерным для водных поверхностей или только результатом иного подхода к обработке первичных материалов наблюдений. Обработка результатов наблюдений суммарной радиации, проведенная аналогично тому, как это сделано в /5/, по станциям Воейково и Омск произведена за период 1972-1982 гг. В табл.2 представлены средние значения коэффициента

прозрачности ρ_2 по ст. Воейково, рассчитанные по наблюдениям в ясные дни этого периода и осредненные по пятиградусным интервалам высоты Солнца.

Зависимость возможной радиации Q_0 (суммарной радиации при безоблачном небе) от высоты Солнца по данным наблюдений за указанные 11 лет приведены на рис. I в виде кривой. Здесь же для сопоставления крестиками указаны значения Q_0 , рассчитанные для поверхности океана при $\rho_2 = 0,734$ (среднем значении за год для ст. Воейково), а кружками — соответствующие значения Q_0 по С.И. Сивкову /10/ для $\rho_2 = 0,75$.

Таблица I

Значения коэффициента k
(в скобках — число месяцев)

Озеро	Измерения /I2, I3, I4/	Расчет /4/
Ладожское	0.56 (14)	0,41
Чаны	0,56 (5)	0,38
Белые пруды	0,50 (4)	0,36
Шалкар	0,57 (3)	0,37
Зерендинское	0,53 (1)	0,37
Большое Чебачье	0,56 (2)	0,37
Сонкель	0,57 (1)	0,33
Иссык-Куль	0,54 (2)	0,33

Как следует из рис. I, полученные значения возможной радиации Q_0 за рассматриваемый период при $h_0 > 30^\circ$ оказались несколько ниже, чем значения для океана и средние многолетние значения для суши по С.И. Сивкову. Эти значения Q_0 использовались нами в дальнейшем при оценках влияния облачности на суммарную радиацию.

Аналогично получена зависимость возможной радиации от высоты Солнца по ст. Омск за рассматриваемый период (табл. 3).

Оценка влияния облачности на суммарную радиацию производится согласно методике, изложенной в "Рекомендациях по расчету оставляющих радиационного баланса поверхности океана" /10/. Отдельно рассматривались случаи с наличием нижней и общей облачности по градациям 0, 1-2, 3-7, 8-9 и 10 баллов. При этом учитывалась высота Солнца.

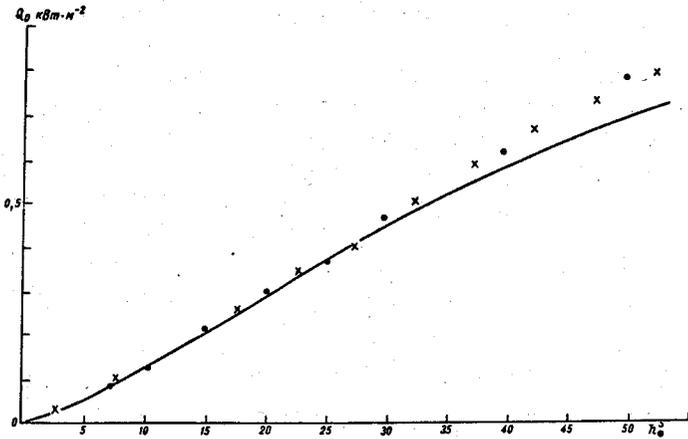


Рис. 1.

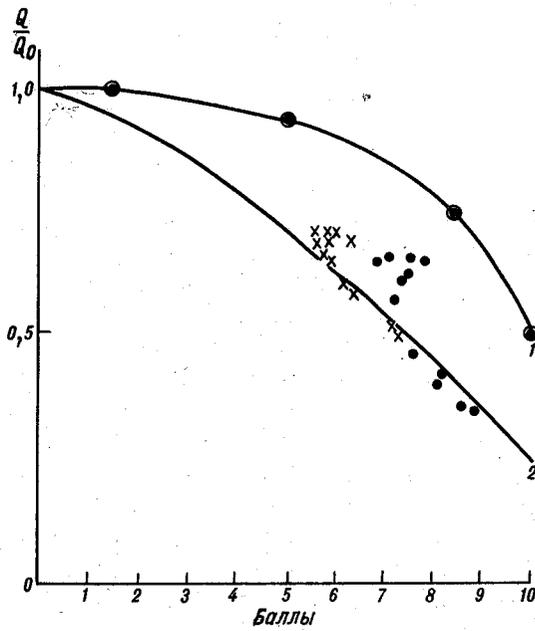


Рис. 2.

В табл.4 приведены значения отношения Q/Q_0 в зависимости от облачности по станциям Воейково и Омск, осредненные по всему интервалу высот Солнца. Данные табл.4 показывают, что заметных различий в средних значениях $Q/Q_0 = f(\pi)$ на ст.Воейково и ст.Омск по общей облачности не наблюдается. Отклонение от линейности очень существенно. Подтверждается малое ослабление радиации при увеличении облачности до 4-5 баллов. Если рассмотреть условия одной нижней облачности (I_0/I_0), то в Омске при таком облачном покрове задерживается большая часть возможной радиации и значения Q/Q_0 составляют 0,30, в то время как на ст.Воейково при тех же условиях - 0,44. Сопоставление результатов, полученных для Омска и Воейково, с результатами, полученными для океана /5/, говорит о подобии зависимостей $f(\pi)$ и позволяет сделать вывод о том, что обработка данных единичных наблюдений и над океаном и над сушей приводит к одинаковому виду $f(\pi)$. Другим важным выводом является то, что полученная на основании обработки единичных наблюдений и по океану, и по суше зависимость $Q/Q_0 = f(\pi)$ существенно отличается от принятой зависимости, полученной по средним многолетним данным наблюдений актинометрических станций.

На рис.2 представлена зависимость Q/Q_0 от балла облачности, осредненная по обеим станциям (кривая 1) и зависимость, полученная по формуле (2) для широты 60° с.ш. при $\alpha = 0,36$, $\beta = 0,38$ (кривая 2). На рис.2 нанесены также среднемесячные значения Q/Q_0 , полученные на ст.Воейково (кружки) и Омск (крестики), осредненные за весь период наблюдений.

Нелинейный характер зависимости $f(\pi)$ является одной из причин различий кривых 1 и 2. Для того чтобы от единичных значений перейти к средним следует учесть повторяемость каждого балла облачности, как это сделано в работе /2/. Обращает на себя внимание и то обстоятельство, что значения Q/Q_0 в условиях сплошной облачности ($\pi = I_0$) значительно различаются. Так, при $\pi = I_0$ в соответствии с кривой 1 $Q/Q_0 = 0,52$, в то время как в соответствии с кривой 2 $Q/Q_0 = 0,26$. Отклонения имеют тот же знак и тот же порядок величин, что и приведенные в табл.1.

С учетом вышеизложенного для расчетов суммарной радиации, приходящей на поверхность озер и водохранилищ, можно рекомендовать морскую методику.

Мы посчитали необходимым провести дополнительные расчеты ослабления радиации облаками определенных форм по более "чистым" выборкам - при наличии сплошной облачности и в отсутствии снежного покрова. Совместно с Б.Н.Егоровым, которому принадлежат ана-

Прозрачность атмосферы ρ_2 на

h_{\odot}	5,1-10,0	10,1-15,0	15,1-20,0	20,1-25,0
ρ_2	0,762	0,739	0,738	0,733
N	76	103	134	145

Примечание. N - число случаев наблюдений.

Суммарная радиация Q_0 (Вт/м²) при безобла

h_{\odot} ...	0,1-5,0	5,1-10,0	10,1-15,0	15,1-20,0	20,1-25,0	25,1-30,0
Q_0	16,8	77,5	141,4	234,5	307,0	387,4
N	184	250	328	245	240	117

логичные работы по изучению пропускания суммарной радиации облаками различных форм над океанами /7/, мы обратились к ежедневным наблюдениям за радиацией и облачностью на ст. Омск за весь рассматриваемый период и выделили все случаи сплошной облачности при наличии каждой из трех форм облаков (Sc , St и Ns) в бесснежный период года. Результаты обработки представлены в табл. 5, в которой приведены результаты обработки по ст. Омск и данные, заимствованные из работы Б.Н. Егорова /7/ и относящиеся к центру ЕТС и к океану. Данные по Омску хорошо согласуются с аналогичными данными по ЕТС. Ослабление радиации облаками Sc , St и Ns над океанами при высоте солнца более 20° меньше, чем над сушей. Это свидетельствует о том, что облака над океаном более прозрачны.

Для дальнейшего изучения вопроса об учете влияния облачности на суммарную радиацию в различных временных интервалах могут помочь данные наблюдений на стационарных океанических станциях, где в настоящее время уже имеются длительные ряды наблюдений.

Таблица 2

от. Воейково за 1972-1982 гг.

25, I-30, 0	30, I-35, 0	35, I-40, 0	40, I-45, 0	45, I-50, 0	50, I-55, 0
0,725	0,727	0,727	0,717	0,728	0,720
54	46	68	62	28	22

Таблица 3

яном небе на ст. Омск за 1972-1982 гг.

30, I-35, 0	35, I-40, 0	40, I-45, 0	45, I-50, 0	50, I-55, 0	55, I-60, 0
470,4	525,6	596,1	655,4	755,2	748,3
125	116	109	99	37	45

Таблица 4

Зависимость $\frac{Q}{Q_0}$ от общей (n_0) и нижней (n_n) облачности (в знаменателе - число случаев)

n_0 баллов	3-7			8-9			10							
	1-2	0	1-2	3-7	0	1-2	3-7	8-9	0	1-2	3-7	8-9	10	
n_n баллов	0	1-2	0	1-2	3-7	0	1-2	3-7	8-9	0	1-2	3-7	8-9	10
Q	0,93	0,98	0,98	0,88	0,90	0,87	0,80	0,69	0,67	0,74	0,68	0,55	0,42	0,44
Q_0	<u>738</u>	<u>304</u>	<u>998</u>	<u>286</u>	<u>699</u>	<u>392</u>	<u>118</u>	<u>331</u>	<u>349</u>	<u>1541</u>	<u>439</u>	<u>1311</u>	<u>890</u>	<u>7598</u>
Среднее взвешенное	0,95		0,94				0,76				0,50			
Воейково														
Омск														
Q	1,01	1,00	0,94	0,93	0,89	0,86	0,88	0,69	0,63	0,72	0,72	0,48	0,42	0,90
Q_0	<u>601</u>	<u>220</u>	<u>1198</u>	<u>244</u>	<u>751</u>	<u>612</u>	<u>123</u>	<u>479</u>	<u>353</u>	<u>3590</u>	<u>302</u>	<u>1088</u>	<u>468</u>	<u>2246</u>
Среднее взвешенное	1,01		0,92				0,76				0,54			

Таблица 5

Средние значения радиации ($\text{Вт}/\text{м}^2$) при сплошной облачности для различных форм облаков

Район	Высота Солнца, град										
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55
	Sc										
Омск	14,0	34,9	48,9	69,8	90,7	118,7	146,6	160,5	174,5	230,3	237,3
ЕТС	14,0	27,9	55,8	76,8	104,7	125,6	146,6	167,5	188,5	202,4	223,4
Океан	14,0	34,9	55,8	83,8	111,7	146,6	188,5	223,4	265,2	300,1	349,0
	St										
Омск	7,0	20,9	41,9	62,8	90,7	97,7	-	-	-	-	-
ЕТС	-	-	41,9	62,8	83,8	97,7	-	-	-	-	-
Океан	14,0	27,9	48,9	76,8	97,7	125,6	146,6	195,4	223,4	251,3	-
	Ns										
Омск	7,0	14,0	27,9	41,9	41,9	69,8	76,8	83,8	139,6	139,6	153,6
ЕТС	7,0	20,9	34,9	41,9	55,8	62,8	83,8	104,7	118,7	139,6	139,6
Океан	14,0	20,9	34,9	55,8	83,8	104,7	132,6	153,6	174,5	202,4	223,4

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А к т и н о м е т р и ч е с к и й е ж е г о д н и к . - Л.: Гидрометеиздат, 1971-1982, вып. I, с. I-12.
2. Беева И.М., Кириллова Т.В., Строкина Л.А. Методика учета влияния облачности на суммарную радиацию над океаном при климатических расчетах. - Труды ИГО, 1975, вып. 338, с. 68-72.
3. Берлянд Т.Г. Распределение солнечной радиации на континентах. - Л.: Гидрометеиздат, 1961, 226 с.
4. Будыко М.И. Климат и жизнь. - Л.: Гидрометеиздат, 1971. 472 с.
5. Гирдюк Г.В., Егоров Б.Н., Кириллова Т.В., Несина Л.В. Влияние облачности на суммарную радиацию, поступающую на поверхность океана. - Труды ИГО, 1973, вып. 297, с. 109-118.
6. Егоров Б.Н., Кириллова Т.В. Суммарная радиация над океаном в условиях безоблачного неба. - Труды ИГО, 1973, вып. 297, с. 87-89.
7. Егоров Б.Н. К вопросу о расчетах суммарной радиации над океаном. - Труды ЛГМИ, 1971, вып. 38, с. 185-189.
8. Океанографические таблицы. - Л. Гидрометеиздат, 1975. 447 с.
9. Пиварова З.И. Радиационные характеристики климата СССР. - Л.: Гидрометеиздат, 1977. 336 с.
10. Рекомендации по расчету составляющих радиационного баланса поверхности океана. - Ротапринт ИГО. 1982. 92 с.
11. Овиков С.И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. - Л.: 1968. 229 с.
12. Смирнова Н.П. Радиационный режим Ладожского озера. - В кн.: Тепловой режим Ладожского озера. Изд-во ЛГУ, 1968. с. 5-72.
13. Смирнова Н.П. Тепловой режим озер Казахского мелкопесочника. - В кн.: Озера Казахстана и Киргизии и их история. - Л.: Наука, 1975, с. 146-187.
14. Смирнова Н.П. Тепловой режим озера. - В кн.: Пульсирующее озеро Чаны. - Л.: Наука, 1982, с. 102-125.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ
ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДЫ НА ГЕНЕРАЦИЮ БРЫЗГ

Лабораторные исследования генерации брызг и влияния загрязнения воды на этот процесс неоднократно выполнялись ранее (см. обзор этих работ, например, в /1/). Однако либо рассматривалось схлопывание единичных пузырьков /II/, либо имитировалось обрушение волн путем создания движущихся навстречу друг другу систем крутых одиночных волн /I2/, или путем непрерывного вливания в резервуар воды в виде падающей струи /6/. В указанных работах естественный характер изучаемого процесса серьезно искажен; при непрерывном вливании струи воды в резервуар невозможно контролировать ее чистоту. Параметром, определяющим интенсивность генерации брызг в природных условиях, является плотность вертикального потока воздуха, попадающего в воду при обрушении ветровых волн. Этим и определяется выбор авторами принципа лабораторной установки, в которой осуществлялся барботаж объема воды мелкодисперсной струей пузырьков воздуха; возможности для контроля загрязнения воды в этом случае значительно больше, чем при непрерывном возобновлении исследуемого объема.

Установка для исследования влияния загрязнения состоит (рис.1) из кубического резервуара (1), объемом 64 л, заполняемого водой. На дне емкости расположен распылитель (2), создающий равномерный поток пузырьков воздуха. Регулировка расхода воздуха, проходящего через распылитель, и его контроль осуществляется с помощью специального крана (3) и расходомера (ротаметра) (4); подача воздуха происходит с помощью насоса (5) с ресивером и контролируется по манометру (6).

Пузырьки воздуха, поднимаясь на поверхность воды, схлопывались и создавали капли, летящие под разными углами к горизонту. Сбор вылетающих капель осуществлялся на пластину (7), изготовленную из органического стекла, с нанесенными на нее 14 предметными стеклами размером 15 x 30 мм. Пластина снабжена двухсекционным футляром, с помощью которого осуществлялась последовательная экспозиция предметных стекол (попарно от центра к периферии). Предметные стекла помещались над резервуаром с морской водой на высоте 2,4 и 8 см; выше, на уровнях I0 и I2 см, число капель оказалось очень малым. Расход воздуха через распылитель во время

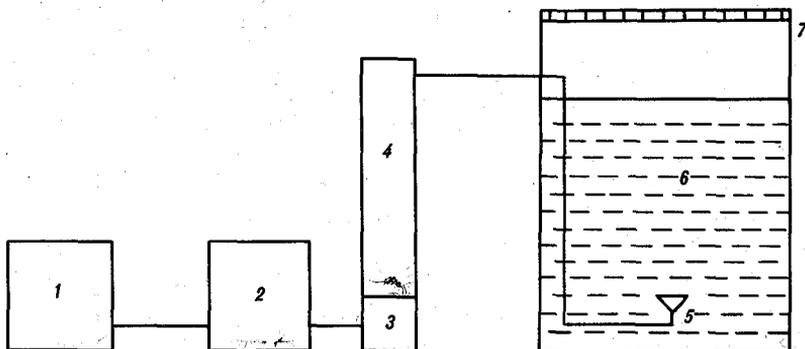


Рис. I.

эксперимента составлял $74 \text{ см}^3/\text{мин}$, что соответствовало плотности потока воздуха в области генерации брызг $0,016 \text{ см}^3/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Это значение согласуется по порядку с оценкой плотности потока воздуха через поверхность океана при $u_{10} \approx 10 \text{ м/с}$ /I/.

В качестве загрязнителей использовалось синтетическое поверхностно-активное вещество (ПАВ) и дизельное топливо – вещество, которое вносит существенный вклад в реальное загрязнение океана нефтепродуктами.

Измерения проводились в следующем порядке: в емкость заливалась дистиллированная или "морская" вода, полученная при помощи разведения в дистиллированной воде морской соли до солености 34 ‰ . С помощью насоса и крана с микрометрическим винтом создавался заданный расход воздуха, подаваемого через распылитель. Это обеспечивало генерацию капель на поверхности воды. Сбор капель на предметные стекла, покрытые специальным составом, начинался через час после начала прокачки воздуха при установившемся режиме движения пузырьков.

На каждом из уровней (2, 4 и 8 см) проводилось по три серии измерений, в каждой из которых экспонировалось 12 предметных стекол и фотографировалось 24 кадра через микроскоп с помощью фотоаппарата "Зенит-3М". Каждая пара предметных стекол экспонировалась в течение 30 с, после чего производилось фотографирование капель. Предметные стекла покрывались специальным составом для фиксации капель и предотвращения их деформации и испарения; состав приготавливался из вазелина (I часть) и трансформаторного

масла (2 части). Фотографирование проводилось на негативную фотопленку КН-1 с выдержкой 1/30 с. Перед каждой экспозицией предметных стекол в обязательном порядке контролировался по ротаметру расход воздуха через распылитель; в случае необходимости осуществлялась регулировка расхода. Кроме того, определялось поверхностное натяжение воды; оно составляло в опытах с чистой дистиллированной и соленой водой 69–70 г/см², в опытах с дизельным топливом – 58 г/см², в опытах с введением ПАВ – 49 г/см². Температура воды в резервуаре постоянно была равна температуре воздуха и составляла около 20 °С. Загрязняющие вещества наносились на поверхность воды по-разному: ПАВ, вносившийся непрерывно, образовывал на поверхности воды мономолекулярную пленку, а дизельное топливо вносилось однократно в количестве 0,06 мл и создавало пленку толщиной около 40 мкм.

Обработка макрофотографий капель, попавших на предметные стекла, заключалась в определении размеров и числа сфотографированных капель и проводилась с помощью фотоувеличителя или аппарата "Микрофот"; общее увеличение изображений капель составляло соответственно I–III раз. Определение диаметров изображений выполнялось с погрешностью ± 1 мм, что соответствовало погрешности определения диаметра капель $\pm 0,9 \cdot 10^{-3}$ см.

Выполненные первоначально отдельные эксперименты выявили сильную неустойчивость изучаемого процесса. Получение более надежных статистических характеристик потока капель можно было бы обеспечить путем увеличения времени экспозиции пластин $t_э$, которое в первых экспериментах составляло 30–60 с. Однако сделать это было невозможно, так как даже при $t_э = 30$ с пластины на уровне 2 см были столь плотно усеяны каплями, покрывавшими до 40 % площади фотографируемого участка, что в отдельных случаях наблюдалось их слияние и попадание маленьких капель в большие (заметное при обработке микрофотографий). Поэтому последующие эксперименты проводились сериями: при неизменных условиях (уровень и расход воздуха) последовательно выполнялись три измерения при $t_э = 30$ с. Результаты обработки этих измерений осреднялись, и в соответствии с распределением Стьюдента для малого числа испытаний находились доверительные границы средних значений при 20 %-ном уровне значимости. Поскольку уже при первых измерениях было выяснено, что на верхние уровни (10, 12 см) попадает малое число капель, измерения в дальнейшем проводились только на уровнях 2, 4, 8 см.

Результаты измерений (табл. I) демонстрируют различия распределения брызг по размерам над пресной (дистиллированной) и соленой водой: средний диаметр капель \bar{d} на уровне 2 см над пресной водой в 2,2 раза больше, чем над соленой, а среднемассовые диаметры $(\bar{d}^3)^{1/3}$ относятся как 2,3. Над соленой водой образуется почти в 6 раз больше брызг, чем над пресной. Однако вертикальный поток массы в брызгах, определяемый соотношением

$$q_m = \frac{\rho \pi \bar{d}^3 n}{N s t_3} \quad (1)$$

где ρ — плотность воды, N — число кадров микрофотографии, $s = 0,124 \text{ см}^2$ — площадь фотографируемого участка пластины, t_3 — время экспозиции, оказывается над соленой водой в 2,2 раза меньше вследствие существенно меньших размеров капель.

Аналогичные различия в размерах брызг, появляющихся над пресной и соленой водой в аэрогидродинамических каналах, отмечались и ранее /13/. Они согласуются с данными о том, что пузырьки, образующиеся в соленой воде, существенно меньше, чем в пресной /1, 12/.

Добавка в соленую воду ПАВ, снижающего поверхностное натяжение воды с 70 до 48 г/см², приводит к вполне определенным изменениям поля брызг: средний \bar{d} , средний по поверхности $(\bar{d}^2)^{1/2}$ и среднемассовый $(\bar{d}^3)^{1/3}$ диаметры возрастают, не достигая однако, значений, характерных для пресной воды, а число брызг уменьшается, но остается больше, чем над пресной водой. Поток массы, пропорциональный произведению $\bar{d}^3 n$, в результате действия ПАВ заметно возрастает: на нижнем уровне он становится в 3 раза больше, чем над чистой соленой водой и в 1,4 раза больше, чем над пресной водой.

Влияние пленки дизельного топлива аналогично влиянию ПАВ, но проявляется слабее: поток массы становится в 1,2 раза больше, чем над чистой соленой водой, но составляет только 0,6 от потока над пресной водой. Такой результат закономерен, поскольку нефтепродукты обладают заметной поверхностной активностью, хотя и более слабой, чем чистые ПАВ /8/.

Распределения по размерам для разных уровней и разных условий измерений, так же как и данные табл. I, показывают, что с ростом высоты над поверхностью раздела возрастают размеры \bar{d} , $(\bar{d}^2)^{1/2}$, $(\bar{d}^3)^{1/3}$, а также модальные диаметры d_m . Этот

Таблица I

Средние значения и доверительные границы (δ)
характеристик распределения и потока капель

h см	$n \pm \delta$ мин ⁻¹	$d \pm \delta$ 10 ⁻³ см	$(\bar{d}^2)^{1/2} \pm \delta$ 10 ⁻³ см	$(\bar{d}^3)^{1/3} \pm \delta$ 10 ⁻³ см	$\bar{d}^3 n \pm \delta$ 10 ⁻³ см ³ /мин)
Дистиллированная вода					
2	1468±288	10,15±1,46	12,31±1,28	14,78±1,11	4,73±1,22
4	794 136	11,36 0,41	12,94 0,27	14,67 0,36	2,52 0,57
8	233 41	15,10 0,47	16,64 0,57	18,17 0,80	1,39 0,16
Соленая вода					
2	8480 1002	4,59 0,51	5,35 0,40	6,31 0,29	2,15 0,44
4	2577 1069	6,02 1,18	6,86 1,27	7,78 1,42	1,15 0,30
8	459 21	10,01 0,76	10,77 0,71	11,57 0,62	0,72 0,12
ПАВ					
2	3979 715	7,06 0,70	9,25 1,01	11,83 1,46	6,54 1,45
4	1505 115	9,63 1,11	10,89 1,24	12,20 1,34	2,81 1,10
8	157 21	12,32 2,13	13,30 2,11	14,16 2,11	0,48 0,28
Дизельное топливо					
2	2049 514	7,32 0,39	9,13 0,68	11,10 0,85	2,72 0,38
4	813 173	8,19 0,95	10,34 1,31	11,67 1,86	1,27 0,33
8	199 58	10,93 0,75	11,19 0,46	14,34 1,85	0,58 0,20

результат согласуется с выводами, полученными при численном моделировании полета брызг /1/: максимальной высотой подскока ($z_{max} > 10$ см) при схлопывании пузырьков обладают крупные капли размером $d \approx 4 \cdot 10^{-2}$ см. Брызги, близкие по размерам к наблюдавшимся среднему d и модальному d_m диаметрам, поднимаются, согласно /1/, не более, чем на 3-4 см.

Распределение высоты подскока капель разных размеров можно характеризовать кривыми зависимости числа капель n данного размера от высоты z . Вид распределения величины $n(z)$, отнесенной к числу капель на уровне 2 см, для размера $d = (12,6 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$ см, показан на рис.2 для случая дистиллированной (1) и соленой (2) воды в присутствии ПАВ (3) и в при-

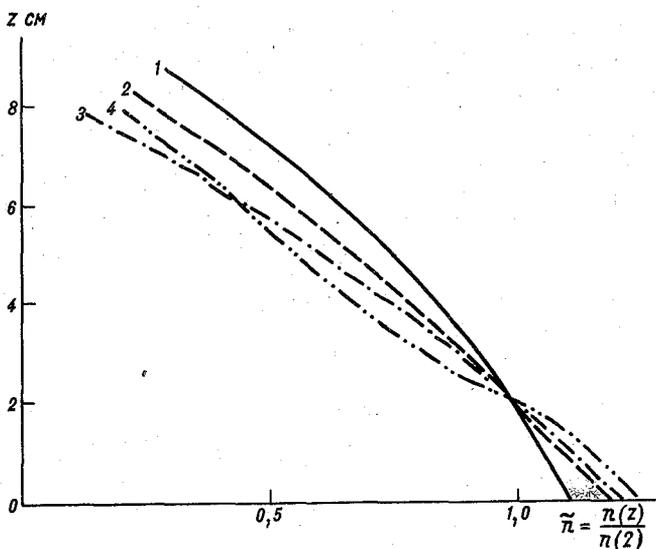


Рис. 2.

сутствии нефтепродукта (4). Эти кривые аналогичны интегральным кривым распределения высоты подскока z_{max} , $P(z_{max})$, где P — накопленная вероятность, при $z_{max} = 0$ равная 100 % и соответствующая значению π_0 при $z_{max} = 0$, которое можно оценить путем экстраполяции. Если предположить, что распределение плотности вероятности dP/dz_{max} симметрично, то медианное значение $(z_{max})_{me}$, соответствующее $P = 0,5$, равно средней высоте подскока \bar{z}_{max} . Эта величина для капель диаметром $(4,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$ см над пресной и соленой водой близка к 3 см, над водой, покрытой ПАВ, — к 2 см; для капель с $d = (12,6 \pm 0,9) \times 10^{-3}$ см $\bar{z}_{max} \approx 5,5$ см — над пресной и соленой водой и $\bar{z}_{max} \approx 6,5$ см над водой, покрытой ПАВ; таким образом, влияние ПАВ на высоту подскока брызг в выполненных экспериментах проявляется слабо и для капель разных размеров неоднозначно. Так же примерно проявляется и влияние дизельного топлива.

Увеличение размеров и уменьшение числа брызг над поверхностью, покрытой ПАВ и нефтепродуктом, полученное в эксперименте (см. табл. I), противоречит результатам /7/, согласно которым, под воз-

действием ПАВ прекращается генерация крупных ($d \geq 10^{-2}$ см) вертикально взлетающих струйных капель и образуются (в большем количестве) только маленькие летящие под малыми углами к горизонту пленочные капли. Если уменьшение числа мелких капелек над поверхностью, покрытой загрязняющими пленками можно объяснить тем, что большая часть их не достигает нижнего уровня $h = 2$ см, то увеличение числа относительно крупных ($d \geq 12 \cdot 10^{-3}$ см) капель под воздействием ПАВ необъяснимо в рамках изложенной концепции.

Полученные результаты можно объяснить, критически рассмотрев общепринятое представление, согласно которому, струя, порождающая струйные капли, образуется при свертывании в кольцевую волну оболочки пузырька, прорвавшейся у вершины; если же оболочка разрывается на множество пленочных капель, то материал для образования струи исчезает.

Для проверки этой концепции достаточно оценить объем оболочки надводной части пузырька, купола и сопоставить его с объемом струйных капель. Если объем оболочки окажется меньше, чем объем струйных капель, то описанный выше механизм их образования не может реализоваться. В этом случае остается предположить, что кольцевая волна образуется при смыкании самой каверны пузырька, а не оболочки и что струйные капли появляются вне зависимости от характера разрыва оболочки. Объем оболочки находится как произведение площади надводной части пузырька на толщину оболочки. Величина надводной части пузырька, всплывшего на поверхность, определяется из условия баланса веса оболочки, силы плавучести и вертикальной составляющей силы поверхностного натяжения. Сила поверхностного натяжения направлена вследствие образования мениска у пересечения сферическим пузырьком плоской поверхности по касательной к сфере. Условие равновесия выражается уравнением

$$\rho g \left(\frac{D^3}{6} - \frac{D}{2} \zeta^2 + \frac{\zeta^3}{3} - D \zeta \Delta \right) = 4\sigma \zeta \left(1 - \frac{\zeta}{D} \right), \quad (2)$$

где ρ - плотность воды, g - ускорение свободного падения, D - диаметр пузырька, ζ - высота выступающей над водой части пузырька, Δ - толщина оболочки, принятая равной $2 \cdot 10^{-4}$ см /11/, σ - поверхностное натяжение воды.

Уравнение (2) решалось численно методом итераций для различных значений D и для значений σ , соответствующих чистой воде (72 г/с^2) и воде, содержащей ПАВ (50 и 30 г/с^2). Результаты

вычислений относительной высоты купола ($\tilde{\zeta} = \frac{2\zeta}{D}$) и отношения объема его оболочки к объему пузырька ($\tilde{\nu}$) приведены в табл.2. Они показывают, что у пузырьков, размеры которых близки к модальному размеру в двухфазной среде барашков ($D \approx 0,06$ см) /2/, над поверхностью воды выступает лишь очень небольшая их часть.

Таблица 2

Безразмерная высота купола и отношение объема его оболочки к объему пузырька

D см	σ г/с ²					
	72		50		30	
	$\tilde{\zeta}$	$\tilde{\nu}$	$\tilde{\zeta}$	$\tilde{\nu}$	$\tilde{\zeta}$	$\tilde{\nu}$
0,02	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-4}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
0,20	0,047	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0,067	$2,0 \cdot 10^{-4}$	0,114	$3,4 \cdot 10^{-4}$
1,00	1,07	$6,5 \cdot 10^{-4}$	1,30	$7,8 \cdot 10^{-4}$	1,53	$9,3 \cdot 10^{-4}$

Установлено /6, 9/, что струйные капли обычно образуются при $D \leq 0,10$ см, а их размер составляет примерно 1/10–1/15 размера пузырька /10/. Следовательно, объем струйных капель составляет 0,001–0,0003 объема пузырька. Для чистой воды ($\sigma \approx 70$ г/с²) значение ν для пузырьков, генерирующих струйные капли ($D < 0,2$ см), значительно меньше $3 \cdot 10^{-4}$. Для пузырьков модального размера $\tilde{\nu} \approx 4 \cdot 10^{-5}$, т.е. на порядок меньше минимального отношения объема капель к объему пузырьков. Очевидно, что оболочка пузырька не может сформировать струю, из которой образовались бы достаточно крупные струйные капли, тем более, что нередко из одной струи образуется несколько капель одинакового размера /5/. Такие капли могут образоваться только из волны, возникающей при смыкании самой каверны пузырька. В этом случае присутствие ПАВ, влияющее на характер схлопывания пузырьков, не будет непосредственно влиять на количество образующихся струйных капель. Этим и объясняются результаты проведенных лабораторных экспериментов – добавка ПАВ лишь увеличивает количество крупных струйных капель. Это увеличение определяется, по-видимому, увеличением размеров пузырьков, вызванным упрочнением оболочек в присутствии загрязня-

щих веществ /3/, а также увеличением площади их надводной части, обусловленным уменьшением δ (см. табл. 2). При отмеченном в эксперименте понижении δ до 48 г/с^2 "действующая" площадь пузырька модального размера ($D \approx 0,06 \text{ см}$) увеличивается почти в 1,5 раза.

Полученные оценки положения пузырьков разного размера относительно поверхности раздела объясняют и то, что струйные капли не образуются как из маленьких ($D < 0,02 \text{ см}$), так и из больших ($D > 0,2 \text{ см}$) пузырьков /5/. Первые охлопываются практически в подводном положении, и возникновение струи маловероятно — устремляющаяся в каверну масса воды направлена в основном вниз; каверны вторых мелкие, и энергии вторгающейся массы недостаточно для образования капель.

Отмечалось, что в лабораторной установке создавался вертикальный поток воздуха, приблизительно равный тому, что наблюдается в натуральных условиях при $u_{10} \approx 10 \text{ м/с}$. Согласно экспедиционным данным, полученным в Северной Атлантике, вертикальный поток брызг на уровне 15 см составляет около одной капли на $\text{см}^2 / \text{л}$. Лабораторные данные позволяют найти счетный вертикальный поток брызг ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) по формуле, аналогичной выражению (1):

$$q_n = \frac{\pi}{Nst_0} = 6,72 \cdot 10^{-3} n \quad (3)$$

По данным, приведенным в табл. I для уровня $h = 8 \text{ см}$, найдены следующие значения q_n : $1,6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — над пресной водой; $3,1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — над соленой водой; $1,1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — над поверхностью, покрытой ПАВ; $1,3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — над поверхностью, покрытой дизельным топливом. Следовательно, по количеству капель вертикальный поток в лабораторной установке близок к найденному в натуральных условиях. Однако согласно натурным оценкам, вертикальный поток массы в брызгах q_m при $u_{10} = 10 \text{ м/с}$ составляет порядка $10^{-7} \text{ г/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$, а в лабораторных условиях оказывается значительно больше. Расчет по формуле (2) дает следующие значения: пресная вода — $q_m = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ г/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$; соленая вода — $q_m = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ г/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$; ПАВ — $q_m = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{ г/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$; дизельное топливо — $q_m = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{ г/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}$. Различию на два порядка в потоке массы соответствует различие в среднемассовом диаметре капель, который по натурным данным составляет $(4 \dots 5) \cdot 10^{-3} \text{ см}$, а по лабораторным — $(12 \dots 18) \cdot 10^{-3} \text{ см}$ (на уровне

$h = 8$ см). Отношение кубов характерных значений, равное $(15/4,5)^3 \approx 37$, по порядку согласуется с отношением потоков массы. Можно полагать, что различие характерных размеров брызг связано с различиями в температуре воды, в лабораторных экспериментах близкой к 20°C , а в натуральных - к 6°C . Увеличение кинематической вязкости при понижении температуры, по-видимому, уменьшает вероятность образования крупных струйных капель и высоту их подскока.

Брызги, генерируемые при обрушении ветровых волн, вносят заметный вклад в тепло- и влагообмен океана и атмосферы при шторме /1/. Загрязнение, покрывающее поверхность капель, уменьшает тепло отдачу и испарение отдельных капель /4/. С учетом результатов, согласно которым (см.табл.1), суммарная поверхность и масса генерируемых брызг в присутствии ПАВ и нефтепродукта увеличиваются, общее воздействие загрязнения на потоки тепла и влаги через поверхность океана при шторме должно быть несущественным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б о р т к о в с к и й Р.С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. - Л.: Гидрометеоиздат, 1983, 160 с.
2. Б о р т к о в с к и й Р.С., Т и м а н о в с к и й Д.Ф. О микроструктуре обрушающихся гребней ветровых волн. - Изв.АН СССР. Физика атмосфера и океана, 1982, т.18, № 3, с.327-329.
3. Г р и ш и н а Н.П., М а м и н о в О.В. Влияние поверхностно-активных веществ на величину среднего диаметра газового пузыря. Казанск. Хим.-технол.ин-т, Казань, 1983, 6 с.; деп. в ОНИИТЭхим, Черкассы, 27.04.83, № 459 хп-Д83.
4. П р о б л е м ы х и м и ч е с к о г о з а г р я з н е н и я вод Мирового океана, т.3. Влияние загрязнения поверхностного слоя на тепло-, газо- и влагообмен океана с атмосферой / Под ред. Э.К.Бютнер, А.С.Дубова. - Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 127 с.
5. B l a n c h a r d D.C., S y z d e k L.D. Concentration of bacteria in jet drops from bursting bubbles. - J. Geoph. Res., 1972, v. 77, N 27, p. 5087-5099.
6. C i p r i a n o R.I., B l a n c h a r d D.C. Bubble and aerosol spectra produced by laboratory, breaking wave. - J. Geoph. Res., 1981, v. 86, N 09, p. 8085-8092.
7. G a r r e t t W.D. The influence of monomolecular surface films on the production of condensation nuclei from bubbled

water. - J. Geoph. Res., 1968, v. 73, N 16, p. 5145-5150.

8. G a r r e t t W.D. The surface activity of petroleum and its influence on the spreading and weathering of oil films at sea. - J. Rech. Atm., 1974, v. III, N 3-4, p. 555-559.

9. H a y a m i S., T o b a Y. Drop production by bursting air bubbles on the sea surface. I. Experiments at still water surface. - J. Ocean. Soc. Jap., 1957, v. 14, N 2, p. 145-150.

10. K i e n t z l e r C.F. e.a. Photographic investigation of the projection droplets by bubbles, bursting at a water surface. - Tellus, 1954, v. 6, N 1, p. 31-36.

11. M a c I n t y r e F. Flow patterns in breaking bubbles. - J. Geoph. Res., 1972, v. 77, N 27, p. 5211-5228.

12. M o n a h a n E.C., Z i e t l o w C.H. Laboratory comparisons of fresh-water and salt-water whitecaps. - J. Geoph. Res., 1969, v. 74, N 28, p. 6961-6966.

13. W a n g C.S., S t r e e t R.L. Transfer across an air-water interface at high wind speeds: the effect of spray. - J. Geoph. Res., 1978, v. 83, N C6, p. 2959-2969.

ОБ УЧЕТЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ
ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ НАД МОРЕМ

Теоретический анализ /2/, натурные и лабораторные эксперименты /6, 7, 15/ показывают, что при фиксированной скорости ветра коэффициент сопротивления морской поверхности C_w сильно зависит от стадии развития ветрового волнения. Критерием развития является "возраст" волнения $\tilde{\epsilon} = c/u_{10}$ или отношение c/u_* , где c - фазовая скорость волновых компонент, соответствующих максимуму спектра, u_{10} - скорость ветра на высоте 10 м, $u_* = \sqrt{C_w} u_{10}$ - динамическая скорость. Малые значения $\tilde{\epsilon}$ характеризуют развивающееся волнение, большие - установившееся волнение и зыбь.

Однако характер зависимости $C_w(\tilde{\epsilon})$ в настоящее время еще не вполне ясен. Согласно /6/, значения C_w монотонно убывают при росте c/u_* - от $C_w = 3,8 \cdot 10^{-3}$ при $c/u_* = 15$ до $C_w = 0,3 \cdot 10^{-3}$ при $c/u_* = 80$. Этот результат, основанный на данных прямых измерений u_* , не согласуется с представлениями, согласно которым, на начальных стадиях развития C_w возрастает с ростом $\tilde{\epsilon}$, достигает максимума и только после этого по мере приближения к стадии зыби начинает убывать. Эти представления подтверждаются данными, полученными при ограниченных разгонах: при разгоне 1200 м $C_w \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$, а при разгоне 400 м C_w - примерно вдвое меньше /16/.

По данным /3, 7/ величина u_* растет от 0,3 м/с при $\tilde{\epsilon} \approx 0,6$ до 0,5 м/с при $\tilde{\epsilon} \approx 0,8$, а затем падает до 0,15 м/с при $\tilde{\epsilon} \approx 1,4$. К сожалению, в /3, 7/ не указано, при какой скорости ветра выполнены измерения и не приведены значения C_w ; однако если предположить, что скорость ветра менялась незначительно, то можно заключить, что поскольку при $u_{10} = \text{const}$, $C_w \propto u_*^2$, при $\tilde{\epsilon} = 0,8$ коэффициент сопротивления C_w был в два раза больше, чем при $\tilde{\epsilon} \approx 0,6$, и в 10 раз больше, при $\tilde{\epsilon} \approx 1,4$. Таким образом, в оценке соотношения C_w при развитом волнении и при зыби результаты /6/ и /7/ согласуются.

Теоретические оценки /2/ приводят к зависимости $C_w(\tilde{\epsilon})$, в целом согласующейся с результатами /6/. Однако неограниченный рост C_w при $\tilde{\epsilon} \rightarrow 0$ вряд ли наблюдается в действительности. В теоретической модели /2/ высота и крутизна волн приняты постоянными, не зависящими от $\tilde{\epsilon}$, тогда как, согласно наблюдениям /10/, высота волн растет с ростом $\tilde{\epsilon}$, а крутизна - убывает.

Косвенно связь крутизны волн со стадией развития подтверждается зависимостью площади, занятой барашками и пеной (S), от средней длины волн при фиксированной скорости ветра $/I/$. Наблюдения $/I/$ проводились в океане при волнении, близком к установившемуся. Таким образом результаты относятся к области $\tilde{c} \approx \tilde{c}_0$, где \tilde{c}_0 - значение \tilde{c} , при котором функция $C_u(\tilde{c})$ имеет максимум. Характер зависимости $S(\tilde{c})$ в этой области согласуется с зависимостью $C_u(\tilde{c})$, полученной в /2, 6, 7/.

Некоторые оценки значений C_u , сделанные для прилегающих к атмосферным фронтам зон, выявляют роль нестационарности и неоднородности полей ветра и волнения /12, 14/. По данным /14/, C_u растет перед фронтом - в зоне, где ветер усиливается, а после прохождения фронта C_u остается постоянным или несколько уменьшается; однако изменения C_u , обусловленные неустановившимся характером волнения, составляют около 20 % значения C_u , т.е. значительно меньше, чем по оценкам /6, 7, 16/.

Другие измерения /12/ показали, что при $U_{10} \approx 13$ м/с за фронтом на расстоянии от него $x < 170$ км коэффициент C_u равен 10^{-3} ; при $170 \leq x \leq 200$ км C_u возрастает до $3 \cdot 10^{-3}$, а при $x > 200$ км убывает примерно до $0,5 \cdot 10^{-3}$. Эти результаты соответствуют изложенным представлениям о зависимости C_u от критерия \tilde{c} , однозначно связанного с разгоном x .

В /17/ отмечен рост C_u при сильных изменениях направления ветра: даже при ослаблении ветра с 20 до 7 м/с и его повороте на 180° коэффициент C_u увеличился от $1,6 \cdot 10^{-3}$ до $2,0 \cdot 10^{-3}$.

Для условий установившегося волнения при $U_{10} = 7$ м/с характерно значение $C_u \approx 1 \cdot 10^{-3}$. Согласно /17/, при росте скорости ветра прямые измерения дают меньшие значения u_* , чем рассчитанные

по формуле $u_* = \sqrt{C_u} U_{10}$, а при ослаблении ветра и изменении его направления - наоборот. Эти результаты (за исключением случаев с изменением направления) противоречат выводам других исследований. Измерения в океане, выполненные с неподвижной платформы /15/, показали, что C_u сначала возрастает с ростом \tilde{c} и достигает значения около $1,4 \cdot 10^{-3}$ при $c \approx 0,9$, а затем при $\tilde{c} \approx 2$ уменьшается до $0,9 \cdot 10^{-3}$. Однако полученная зависимость основана на небольшом числе наблюдений и характеризуется большим разбросом значений C_u .

Из сделанного обзора следует, что наибольшие противоречия проявляются в вопросе о том, при каком значении критерия $\tilde{c} \approx \tilde{c}_0$ функция $C_u(\tilde{c})$ достигает максимума: согласно /2, 6/ $\tilde{c}_0 \ll 1$, а

согласно /3, 7, 15/ $\alpha_0 \approx 1$. Можно полагать, что наиболее вероятно значение $\tilde{\alpha}_0 \approx 0,5 \dots 0,7$. В пользу этого предположения свидетельствует увеличение C_u при поворотах ветра, когда значение $\tilde{\alpha}$ уменьшается от 1,0-1,2 до 0,4-0,6 /17/.

Окончательный вывод о характере зависимости $C_u(\tilde{\alpha})$ по имеющимся данным сделать нельзя. Однако можно построить модель этой зависимости, которая вряд ли будет существенно отличаться от реальной, и использовать эту модель, чтобы оценить влияние стадии развития на турбулентные потоки. Такая модельная зависимость нормированной величины $\tilde{C}_u = C_u(u_{10}, \tilde{\alpha}) / C_u(u_{10}, \tilde{\alpha}_1)$ при $\tilde{\alpha}_1 = 0,8$ приведена на рис.1.

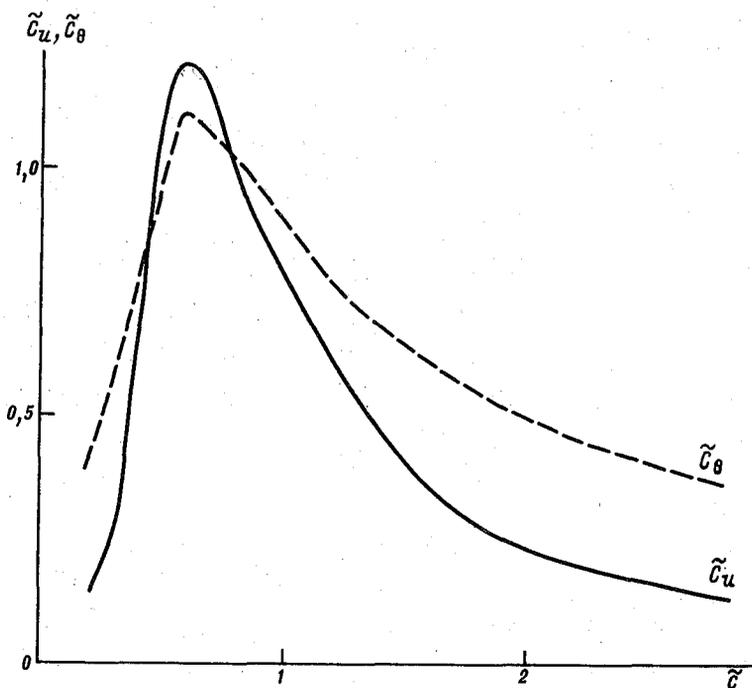


Рис.1.

Влияние стадии развития волнения на тепло- и влагоперенос должно быть слабее, чем на перенос импульса, - согласно /9/, изменения коэффициента теплообмена C_T пропорциональны изме-

нениям величины $\sqrt{C_z}$. На основании анализа временных масштабов автокорреляционной функции скорости ветра было установлено, что для океана в среднем характерно установившееся ветровое волнение /2, 9/, и в /5/ был сделан вывод о возможности пренебречь влиянием стадии развития волнения при расчетах потоков тепла и влаги. Однако если этот вывод верен при "среднем" развитии волнения, то его правомочность в конкретных ситуациях требует проверки. Зависимость $\tilde{C}_p(\tilde{c}) = C_p(U_{10}, \tilde{c}) / C_p(U_{10}, \tilde{c}_1)$ (см. рис. I) получена на основе предположения $\tilde{C}_p(\tilde{c}) = \sqrt{C_z}(\tilde{c})$.

Оценки влияния стадии развития волнения на турбулентные потоки в конкретных районах можно сделать при наличии данных как метеорологических измерений, так и измерений волнения. Однако за редким исключением такие данные отсутствуют: даже на судах погоды элементы волнения определяются визуально. Поэтому нами предлагается методика расчета величины \tilde{c} по данным о локальных изменениях вектора ветра.

В основе методики - соотношение, описывающее в первом приближении рост фазовой скорости c при постоянной скорости ветра:

$$\frac{dc}{dt} = a(U_{10} - c), \quad (I)$$

где t - время, a - коэффициент, подлежащий определению.

Интегрирование уравнения (I) от 0 до t при $c(t=0) = 0$ (предполагается внезапное возникновение ветра) дает:

$$\frac{U_{10} - c}{U_{10}} = e^{-at}. \quad (2)$$

При $\tilde{c} = 0,8$ (установившееся волнение) из (2) следует $e^{-at_c} = 0,2$, где t_c - время установления волнения. Из соотношения $t_c \approx 5,5 U_{10} / g$ /2/, где t_c - в часах, U_{10} - в м/с, $g = 9,8$ м/с², находим: $a = 2,84 / U_{10}$.

Приращение фазовой скорости за интервал времени Δt находится на основе выражения (2):

$$\begin{aligned} \Delta c &= c(t + \Delta t) - c(t) = U_{10} e^{-2,84t/U_{10}} (1 - e^{-2,84\Delta t/U_{10}}) = \\ &= (U_{10} - c_{i-1}) (1 - e^{-2,84\Delta t/U_{10}}), \end{aligned} \quad (3)$$

где c_{i-1} - фазовая скорость, найденная для предыдущего интервала

ла, $U_i = U_{i0}$ в i -м интервале. Если в течение времени t_c , определяемого значением $U_{i0} = U_i$, скорость ветра была постоянной или росла, фазовая скорость находится по формуле

$$c = \sum_{i=-n}^0 (U_i - c_{i-1}) (1 - e^{-2,84 \Delta t / U_i}), \quad (4)$$

где $n = t_c / \Delta t$ - целое число, полученное при округлении частного $t_c / \Delta t$, где Δt - интервал времени между измерениями.

Если величина U_{i0} в течение времени t_c менялась немонотонно, то в случаях $U_i < c_{i-1}$ принимается $\Delta c_i = 0$. Тем самым учитывается, что при $c \approx U_{i0}$ развитие ветрового волнения прекращается и оно становится установившимся ($c \approx 0,8 U_{i0}$) или переходит в зыбь ($c \geq U_{i0}$).

Изменения направления ветра в течение времени t_c на угол $\alpha < \alpha_0$ учитываются подстановкой в формулу (4) вместо U_i величины $U_i \cos \alpha_i$, где $\cos \alpha_i = \cos(\vec{U}_i \vec{U}_{i-1})$. При $\alpha \geq \alpha_0$ с момента поворота ветра t_0 начинается развитие новой системы ветрового волнения; в этом случае принимается $c(t_0) = 0$. По данным о распределении энергии ветровых волн относительно генерального направления их распространения II / α_0 составляет от 30 до 50°.

В соответствии с изложенным был составлен алгоритм вычисления величины \tilde{c} для последовательных моментов измерения скорости и направления ветра; вычисления выполнялись на ЭВМ ЕС-1022 по программе, подготовленной с участием В.В. Мурашовой.

Для расчетов были использованы данные японских буй-автоматов /13/, в которых, наряду с метеорологическими параметрами, содержались средняя высота волн \bar{h} и средний период \bar{T} . Величина \tilde{c} , рассчитанная по данным о ветре, была сопоставлена с величиной c_5 / U_{i0} , где $c_5 = 1,56 \bar{T}$ - оценка фазовой скорости волн по дисперсионному соотношению. При высокой корреляции между \tilde{c} и c_5 / U_{i0} значения c_5 / U_{i0} заметно больше, чем \tilde{c} . Это объясняется тем, что период волнения находится как период вертикальной качки буя, корпус которого, отфильтровывая высокочастотные компоненты волн, реагирует как на ветровое волнение, так и на зыбь, пришедшую из удаленных районов океана; в изложенной методике расчета \tilde{c} по ползу ветра такая зыбь не учитывается. Вместе с тем высокая корреляция значений \tilde{c} и c_5 / U_{i0} свидетельствует о реалистичности вычисленных значений \tilde{c} . Действительность методики расчета \tilde{c} подтверждается и зависимостью высоты волн, измеренной на буйе при фиксированной скорости ветра 16-17 м/с и нормированной на среднее значение высоты, от крите-

рия \bar{z} (рис.2). Полученная зависимость соответствует представлениям о росте энергии ветровых волн с ростом возраста \bar{z} .

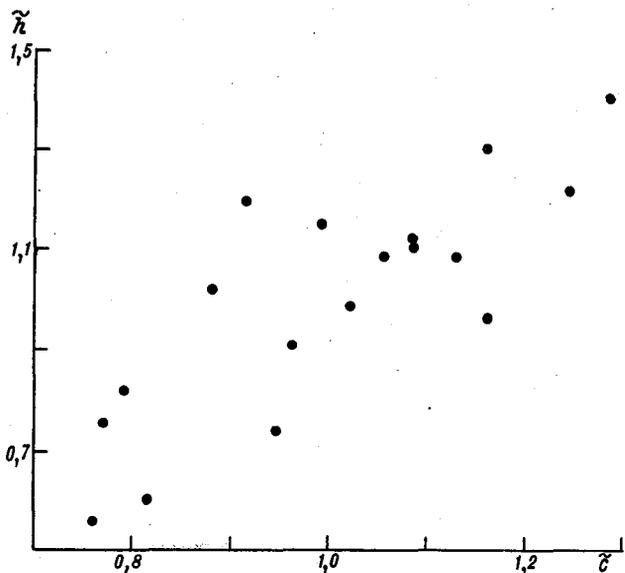


Рис.2.

Расчеты по данным ежечасных наблюдений судна погоды в Северной Атлантике (точка "Чарли") в течение января 1980 г. (740 наблюдений) показали, что в 92 % случаев параметр \bar{z} принимает значения от 0,6 до 1,2 при среднем 0,89 и среднеквадратичном отклонении 0,21 (табл. I). В указанном интервале \bar{z} вероятные значения C_u меняются от 1,2 до 0,6, а C_p — от 1,1 до 0,8.

Таким образом, в районе судна погоды заметные отклонения от состояния установившегося ветрового волнения имеют малую вероятность и коэффициенты сопротивления и тепловлагообмена при расчете потоков за январь 1980 г. можно считать соответствующими этому состоянию.

Были использованы также материалы измерений японского автоматического буйа № 3, расположенного в океане к югу от Японии, за сентябрь и ноябрь 1980 г., февраль и апрель 1981 г. /13/. Су-

Таблица I

Распределение вероятности возраста волнения ζ ,
вчисленного по полю ветра в Северной Атлантике за 1980 г.

ζ ... < 0,3	0,30I	0,40I	0,50I	0,60I	0,70I	0,80I	0,90I	1,00I	1,10I	1,20I	1,30I	1,40I	1,50I	> 1,6
$P\%$... 1,08	0,8I	1,08	2,44	8,56	11,82	22,69	24,73	18,07	6,1I	1,22	0,54	0,4I	0,14	0,28

пественных изменений среднемесячных значений \bar{c} не происходит, однако среднеквадратичные отклонения σ_c заметно различаются (табл.2). Увеличение σ_c в феврале объясняется большей изменчивостью поля ветра в этом месяце. Модальные значения \bar{c} в различные месяцы составляют от 0,8 до 1,0.

Таблица 2

Влияние стадии развития волнения
на турбулентные потоки по данным буй № 3

Период наблюдений	\bar{c}	σ_c	Модальный интервал \bar{c}	P%	\bar{C}_u	\bar{C}_v
Сентябрь, 1980	0,88	0,23	0,9-1,0	35,6	0,89	0,96
Ноябрь, 1980	0,88	0,33	0,8-0,9	22,7	0,89	0,96
Февраль, 1981	0,97	0,64	0,9-1,0	36,9	0,81	0,90
Апрель, 1981	0,98	0,41	0,9-1,0	39,3	0,80	0,89

Примечание. P - вероятность модельного интервала.

Учет стадии развития волнения при расчете турбулентных потоков по методике ИГО /8/ сводился к умножению вычисленных значений потока импульса τ на величину $\bar{C}_u(\bar{c})$, а потоков тепла H и влаги E - на $\bar{C}_v(\bar{c})$. Оказалось, что влияние стадии развития волнения приводит к уменьшению среднемесячных значений τ на 11-10%, а H и E - на 4-10%.

Таким образом, влияние стадии развития ветровых волн на среднемесячные значения потоков оказалось небольшим - оно не превосходит оценок точности самого метода определения потоков /8/. Однако полученные оценки могут измениться при уточнении зависимостей коэффициентов C_u , C_v от критерия \bar{c} . Кроме того, следует допустить, что в районах, близких к фронтальным зонам, а также в некоторых других случаях (см. /4, 12, 14/), влияние неустановившегося характера волнения может проявиться заметнее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортковский Р.С. Тепло- и влагообмен атмосферы и океана при шторме. - Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 160 с.
2. Бютнер Э.К. Динамика приповерхностного слоя возду-

ха. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. 158 с.

3. Вольпян Г.В., Макова В.И. К вопросу о влиянии волн на вертикальные профили скорости ветра и потоки импульса в приводном слое атмосферы. - Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1981, т.19, № 3, с.315-318.

4. Дубов А.С., Малевский - Малевич С.П., Карачев В.И. Об энергетическом балансе поверхности океана. - Труды ДВНИИ, 1975, вып.56, с.167-177.

5. Захарова О.К. Теплообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения. - Автореф. канд. дисс. - Л.: Ротопринт ИТО, 1976. 16 с.

6. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1970. 284 с.

7. Макова В.И. Обмен импульсом и энергией между ветром и волнами на различных стадиях волнения. - Труды ГОИИ, 1977, вып.138, с.54-63.

8. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. - Л.: Ротопринт ИТО, 1981. 56 с.

9. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера/Р.С.Бортковский, Э.К.Бютнер, С.П.Малевский-Малевич, Л.Ю.Преображенский. - Л.: Гидрометеиздат, 1974. 239 с.

10. Свердруп Г., Мунк В. Ветер, волнение и зыбь. Теоретические основы прогноза. - В кн.: Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоя. - М.: Изд-во иностр.лит., 1951. 488 с.

11. Трубкин И.П. Об угловом спектре ветровых волн. - Метеорология и гидрология, 1981, № 10, с.67-71.

О ВОЗМОЖНОСТИ РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ
НАД ТЕРМИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ И НЕСТАЦИОНАРНОЙ
МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Интегральные формулы, широко применяемые при расчетах турбулентных потоков над морем /5/, имеют вид

$$H = \rho_a C_p C_\varphi U_{10} (T_0 - T_{10}), \quad (1)$$

$$E = C_\varphi U_{10} (a_0 - a_{10}), \quad (2)$$

где H , E - вертикальные турбулентные потоки тепла и влаги, ρ_a , C_p - плотность и теплоемкость воздуха, C_φ - безразмерный коэффициент теплообмена, U_{10} - скорость ветра на уровне измерений 10 м, $T_0 - T_{10}$ и $a_0 - a_{10}$ - перепады температуры и абсолютной влажности между поверхностью воды и уровнем 10 м.

Эти формулы основаны на предположении о постоянстве вертикальных турбулентных потоков в пределах приводного слоя воздуха. Известное как гипотеза квазистационарности это предположение для потока тепла записывается в форме

$$\frac{d}{dz} K_T \frac{dT}{dz} = 0, \quad (3)$$

где z - вертикальная координата, K_T - коэффициент турбулентной теплопроводности.

Аналогично записывается выражение для потока водяного пара, включающее коэффициент турбулентной диффузии K_D .

Выражения вида (3) получаются из уравнений переноса тепла и влаги при пренебрежении нестационарностью, горизонтальной адвекцией и радиационным притоком тепла. С учетом этих факторов уравнения переноса для приводного слоя воздуха записываются в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_T \frac{\partial T}{\partial z} - u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_D \frac{\partial a}{\partial z} - u \frac{\partial a}{\partial x}, \quad (5)$$

где t - время; x - горизонтальная координата, направление которой совпадает с направлением ветра; $\partial R / \partial z$ - радиационный приток тепла.

Горизонтальный турбулентный перенос в уравнениях (4), (5) не учтен, так как он составляет не более 20-30 % адвективного /7/.

Структура приводного слоя воздуха быстро приспособливается к меняющимся внешним условиям, поэтому обычно этот слой действительно можно рассматривать как статистически стационарный и однородный по горизонтали /10/, а следовательно, можно записать уравнения (4), (5) в форме (3).

Однако в энергоактивных зонах океана (ЭАЗО), особенно вблизи гидрологических фронтов Гольфстрима и Куроиси, скорости временных изменений и горизонтальные градиенты температуры многократно превышают средние для океана в целом значения. По данным, полученным при работах по проекту "Разрез" в ЭАЗО Куроиси /11/, скорость изменения температуры приводного слоя $|\Delta T_c / \Delta t|$ в среднем по модулю составляла около 0,2 °С/ч, а горизонтальные градиенты температуры поверхности ∇T_0 - около 0,1-0,2 °С/км; отдельные значения $|\Delta T_c / \Delta t|$ достигали 1,0 °С/ч (на интервале 1 ч), а ∇T_0 превышали 0,3 °С/км (на расстоянии 15-25 км). Для сравнения укажем, что скорость повышения температуры поверхности воды в следе тропического урагана составляет около 10^{-2} °С/ч /1/; в суточных колебаниях температуры, по данным атлантических судов погоды, $|\Delta T_0 / \Delta t|$ равняется примерно 0,1 °С/ч /12/, а средние меридиональные составляющие градиента температуры воздуха на уровне 10 м над океаном в тропиках имеют значения $4 \cdot 10^{-4}$ °С/км /8/. По данным измерений температуры поверхности в тропической зоне Атлантического океана, выполнявшихся на разрезах с дискретностью 5 км, было найдено, что в 70 % случаев градиенты были нулевые, а значения, не превышавшие 0,03 °С/км, наблюдались в 97 % случаев /2/. Согласно /14/, средний меридиональный климатический градиент температуры для Северной Атлантики и северной части Тихого океана составляет около 0,003 °С/км, тогда как соответствующая масштабная характеристика фронтов Мирового океана меняется от 0,1 до 30,0 °С/км. Это подтверждают данные, полученные в ЭАЗО Гольфстрим: на разрезах вблизи фронта при расстоянии между станциями 30 миль (56 км) были получены значения ∇T_0 достигающие 1,4 °С/км, а при измерениях боксируемым термометром -10-15 °С/км /13/. Очевидна необходимость оценить предельные значения величин $|\Delta T_c / \Delta t|$ и ∇T , при которых еще допустимо применение формул вида (1), а следовательно, и методов расчета турбулентных потоков по данным стандартных судовых гидрометеорологических наблюдений /5/.

Интегрирование уравнений (4), (5) по z от $z = 0$ до $z = 10$ м приводит к следующим выражениям:

$$\left(K_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_{10} - \left(K_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \Big|_0 = \int_0^{z=10} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial R}{\partial z} \right) dz, \quad (6)$$

$$\left(K_D \frac{\partial a}{\partial z} \right) \Big|_{10} - \left(K_D \frac{\partial a}{\partial z} \right) \Big|_0 = \int_0^{z=10} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) dz, \quad (7)$$

левые части которых пропорциональны изменениям вертикальных турбулентных потоков в пределах приводного слоя. Эти изменения, т.е. турбулентные потоки, должны отсутствовать при выполнении равенства (3). При использовании формул (1), (2) обычно они предполагаются малыми по сравнению с соответствующими турбулентными потоками. Следовательно, условия применимости формул (1), (2) выражаются неравенствами

$$\left| \int_0^{z=10} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial R}{\partial z} \right) dz \right| \ll \left| C_T u_{10} (T_0 - T_{10}) \right|, \quad (8)$$

$$\left| \int_0^{z=10} \left(\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} \right) dz \right| \ll \left| C_D u_{10} (a_0 - a_{10}) \right|. \quad (9)$$

Допустим вначале, что нестационарность не проявляется, т.е. что адвекция и радиационный приток тепла уравновешены турбулентными притоками. Тогда

$$\left| \int_0^{z=10} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial R}{\partial z} \right) dz \right| \ll \left| C_T u_{10} (T_0 - T_{10}) \right|, \quad (10)$$

$$\left| \int_0^{z=10} \left(u \frac{\partial a}{\partial x} \right) dz \right| \ll \left| C_D u_{10} (a_0 - a_{10}) \right|. \quad (11)$$

Чтобы оценить адвективные члены, запишем для температуры (аналогично для влажности) приближенное равенство

$$\frac{1}{z} \int_0^{z=10} u \frac{\partial T}{\partial x} dz \approx \overline{\left(u \frac{\partial T}{\partial x} \right)} \approx \bar{u} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (12)$$

Здесь черта означает осреднение произведения и сомножителей по вертикали в пределах слоя 0-10 м. Переход от среднего произведения к произведению средних сделан в предположении о слабой зависимости одного из сомножителей от координаты z . Такое предполо-

Жение можно сделать относительно величин $\partial T / \partial x$, $\partial a / \partial x$. В самом деле,

$$\bar{\frac{\partial T}{\partial x}} = \frac{1}{10} \int_0^{z=10} \frac{\partial T}{\partial x} dz = \frac{1}{10} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{z=10} T(x, z) dz. \quad (13)$$

Если допустить, что вид вертикальных профилей температуры и влажности мало меняется в зоне трансформации и сохраняет основные особенности профилей, наблюдающихся при квазиоднородных условиях /5/, то отклонения величин T и a от значений, измеренных на уровне 10 м, становятся заметными лишь в самой нижней части приводного слоя.

Введем соотношение

$$K = \frac{1}{z} \int_0^{z=10} \frac{T_0 - T(z)}{T_0 - T_{10}} dz,$$

которое, как нетрудно показать, играет роль весового множителя при определении средней температуры слоя:

$$\bar{T} = \frac{1}{10} \int_0^{10} T(z) dz = T_0 (1 - K) + K T_{10}$$

Используя выражения, описывающие профили температуры и влажности воздуха при квазинейтральной стратификации /5/, получаем $K \approx 0,94$. Таким образом, средняя температура слоя оказывается очень близкой к температуре, измеренной на $z = 10$ м. Следовательно, при сделанных допущениях справедливы следующие соотношения:

$$\partial \bar{T} / \partial x \approx \partial T_{10} / \partial x, \quad \partial \bar{a} / \partial x \approx \partial a_{10} / \partial x.$$

Профиль скорости ветра определяется выражением вида /4, 7/:

$$U(z) = \int_{z_0}^z \frac{U_*}{0,4} \frac{\varphi_U(z/L)}{z} dz,$$

где U_* — динамическая скорость, L — масштаб длины Монина-Обухова, $\varphi_U(z/L)$ — функция, описывающая влияние стратификации. Оказалось, что при изменениях условий в пределах, предусмотренных методикой /5/, отношение $(\int_{z_0}^{z=10} U dz) / U_{10}$ меняется мало — от 8,2 до 9,2 м. С достаточной для получения оценок точностью можно принять:

$$\int_0^{z=10} U \frac{\partial T}{\partial x} dz \approx 8,7 U_{10} \frac{\partial T_{10}}{\partial x}, \quad (14)$$

$$\int_0^{z=10} U \frac{\partial a}{\partial x} dz \approx 8,7 U_{10} \frac{\partial a_{10}}{\partial x}. \quad (15)$$

Значения величины $\int_0^{z=10} \frac{\partial R}{\partial x} dz$ можно оценить, используя результаты численного моделирования радиационных потоков: согласно /3, 6/, она не превосходит по модулю $1,4 \cdot 10^{-2}$ ($^{\circ}\text{C} \cdot \text{м}$)/ α , а согласно /15/ - $4 \cdot 10^{-3}$ ($^{\circ}\text{C} \cdot \text{м}$)/ α . При характерном значении $C_H \approx 1,0 \cdot 10^{-3}$ и при $U_{10} = 5$ м/с, $T_0 - T_{10} = 1$ $^{\circ}\text{C}$ отношение $|C_H (T_0 - T_{10})| / | \frac{1}{U_{10}} \int_0^{z=10} \frac{\partial R}{\partial x} dz |$

равно 4 или 12 - в соответствии с приведенными величинами $\int_0^{z=10} \frac{\partial R}{\partial x} dz$. При росте перепада температуры и скорости ветра это отношение быстро увеличивается. Следовательно, радиационным членом в неравенстве (10), как правило, можно пренебречь.

Несущественными обычно считают изменения турбулентных потоков в пределах приводного слоя, если они не превосходят 1/5 среднего значения самих потоков /14, 6/. Приняв отношение 1/5 как предельное, на основании формул (10), (11) с учетом выражений (12), (13) можно записать

$$M \left(\frac{\partial T_{10}}{\partial x} \right) \approx 0,2 \left| \frac{C_p (T_0 - T_{10})}{8,7} \right|, \quad (16)$$

$$M \left(\frac{\partial a_{10}}{\partial x} \right) \approx 0,2 \left| \frac{C_p (a_0 - a_{10})}{8,7} \right|, \quad (17)$$

где $M \left(\frac{\partial T_{10}}{\partial x} \right)$, $M \left(\frac{\partial a_{10}}{\partial x} \right)$ - предельно допустимые значения величин $\partial T_{10} / \partial x$, $\partial a_{10} / \partial x$.

Радиационный приток на основании сделанных оценок из (16) исключен. Коэффициент теплообмена C_p в зависимости от скорости ветра и эффективного перепада температуры вода-воздух принимает значения от $0,5 \cdot 10^{-3}$ до $1,45 \cdot 10^{-3}$ /5/. С достаточной точностью для получения оценок можно принять, что при умеренном ветре характерное значение C_p при сверхадиабатической стратификации, т.е. при $(T_0 - T_{10})_{\text{эф}} > 0$, составляет около $1,35 \cdot 10^{-3}$, а при инверсии, когда $(T_0 - T_{10})_{\text{эф}} < 0$, $C_p \approx 0,9 \cdot 10^{-3}$. При этих значениях и с переходом к конечным разностям выражения (16), (17) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{при } (T_0 - T_{10})_{\text{эф}} > 0, \\ M \left(\frac{\Delta T_{10}}{\Delta x} \right) = 3,1 \cdot 10^{-5} |T_0 - T_{10}|, \\ M \left(\frac{\Delta a_{10}}{\Delta x} \right) = 3,1 \cdot 10^{-5} |a_0 - a_{10}|, \end{aligned} \quad (18')$$

при $(T_0 - T_{10})_{\text{эф}} < 0$

$$M\left(\frac{\Delta T_{10}}{\Delta x}\right) = 2,1 \cdot 10^{-5} |T_0 - T_{10}|, \quad (I9)$$

$$M\left(\frac{\Delta a_{10}}{\Delta x}\right) = 2,1 \cdot 10^{-5} |a_0 - a_{10}|. \quad (I9')$$

Градиенты и перепады абсолютной влажности можно выразить через температуру воды и воздуха, используя справедливое для большинства районов океана соотношение $a_{10} \approx 0,8 a_s(T_{10})$ и зависимость влажности насыщенного водяного пара от температуры. Тогда выражения (I8'), (I9') принимают вид

$$M\left(0,8 \frac{\Delta}{\Delta x} a_s(T_{10})\right) = M\left(0,8 \frac{\Delta T_{10}}{\Delta x} \frac{\partial a_s}{\partial T}\right) \sim |a_s(T_0) - 0,8 a_s(T_{10})|, \quad (20)$$

где $a_s(T)$ - абсолютная влажность в случае насыщения при температуре T , $\frac{\partial a_s}{\partial T}$ - ее производная по температуре, также зависящая от температуры /9/.

В табл. I приведены значения $M(\Delta T_{10} / \Delta x)$, вычисленные как по формулам (I8), (I9), так и по формулам (I8'), (I9'), приведенным к виду (20) при T_0 , равной 0, 10, 20 °C.

Таблица I

Наибольшие допустимые значения составляющей градиента температуры воздуха (°C/км) в направлении ветра

$T_0 - T_{10}$ °C				
-5	-1	1	5	10
Расчет по формулам (I8), (I9)				
0,10	0,02	0,03	0,16	0,31
Расчет по формулам (I8'), (I9'), (20)				
0,06	0,05	0,16	0,28	0,40
0,04	0,06	0,16	0,27	0,37
0,03	0,08	0,17	0,28	0,38

Затраты тепла на испарение всегда, за исключением условий низких температур, существенно превосходят турбулентный поток тепла H . Поэтому при $T_0 \geq 10^\circ\text{C}$ допустимые значения ∇T следует определять по 3-й и 4-й строкам, а при $T_0 < 10^\circ\text{C}$ - по 1-й строке табл. I.

Рассмотрим теперь условия, в которых проявляется нестационарность. В случае отсутствия адвекции, т.е. в условиях горизонтальной однородности, локальные изменения температуры и влажности воздуха происходят за счет турбулентных притоков в слой (если, как установлено выше, можно пренебречь радиационным притоком). Тогда, аналогично (16), (17), можно записать

$$M \left(\frac{\Delta \bar{T}}{\Delta t} \right) \approx 0,2 \left| \frac{C_D U_{10} (T_0 - T_{10})}{10} \right|, \quad (21)$$

$$M \left(\frac{\Delta \bar{a}}{\Delta t} \right) \approx 0,2 \left| \frac{C_D U_{10} (a_0 - a_{10})}{10} \right|, \quad (22)$$

где $M \left(\frac{\Delta \bar{T}}{\Delta t} \right)$ и $M \left(\frac{\Delta \bar{a}}{\Delta t} \right)$ - предельно допустимые скорости изменения величин $\bar{T} = \int_0^{10} T(z) dz$ и $\bar{a} = \int_0^{10} a(z) dz$ (средних значений метеовеличин в приводном слое). Приближенно средние значения, как показано выше, равны температуре и влажности на уровне 10 м (T_{10} , a_{10}). Значения $M(\Delta \bar{T}/\Delta t)$, приведенные в табл. 2, рассчитаны по формуле (21), а также с использованием соотношений, входящих в (20), и по формуле (22). В этом случае в число аргументов входит температура воды.

Значительная часть полученных оценок $M(\Delta T_{10}/\Delta t)$ на порядок превосходит реально возможные скорости нагрева и охлаждения приводного слоя воздуха. Надо иметь в виду, что эти оценки получены в предположении о горизонтальной термической однородности слоя. В общем случае нестационарность определяется суммой турбулентного, радиационного и адвективного притоков тепла в слой. Гипотеза квазистационарности сводится к предположению, что сумма притоков существенно меньше среднего вертикального потока. Ее выполнение, а также (8), (9), позволяют записать приближенные равенства

$$\int_0^{10} \frac{\partial T}{\partial t} dz \approx - \int_0^{10} \left(U \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial R}{\partial z} \right) dz, \quad (23)$$

$$\int_0^{10} \frac{\partial a}{\partial t} dz \approx - \int_0^{10} U \frac{\partial a}{\partial x} dz. \quad (24)$$

Если, как и ранее, пренебречь радиационным притоком в (23) и под-

Таблица 2

Наибольшие допустимые значения скорости ($^{\circ}\text{C}/\text{ч}$)
изменения температуры воздуха

U_{10} м/с	$T_0 - T_{10}$ $^{\circ}\text{C}$				
	-5	-1	1	5	10
Расчет по (21)					
5	0,7	0,3	0,5	2,6	5,4
10	3,6	0,9	0,9	5,0	10,4
15	6,7	1,4	1,5	7,6	15,7
Расчет по (22) $T_0 = 0$ $^{\circ}\text{C}$					
5	3,0	1,4	1,9	10,7	22,5
10	15,0	3,6	3,8	20,6	43,5
15	28,1	6,0	6,1	31,5	65,2
$T_0 = 10$ $^{\circ}\text{C}$					
5	1,6	0,7	1,0	5,6	11,8
10	7,9	1,9	2,0	10,8	22,9
15	14,8	3,1	3,2	16,7	34,3
$T_0 = 20$ $^{\circ}\text{C}$					
5	0,9	0,4	0,6	3,2	6,8
10	4,5	1,1	1,2	6,2	13,0
15	8,4	1,8	1,8	9,5	19,6

ставить в (23), (24) наибольшие допустимые значения $\partial T/\partial x$, $\partial a/\partial x$ (формулы (18), (19), (20), табл.1), то из (23), (24) будут найдены значения $M(\Delta T_{10}/\Delta t)$, естественно, равные приведенным в табл.2.

Данные табл.2 показывают, что при сколько-нибудь значительном перепаде температуры ($|T_0 - T_{10}| \geq 2$ $^{\circ}\text{C}$) термической нестационарностью приводного слоя при расчете турбулентного потока тепла и тем более испарения можно пренебречь.

Для получения оценок вероятности превышения полученных критериев неоднородности и нестационарности были привлечены данные, полученные во фронтальной зоне течения Курошио в экспедиции "Разрез-84" при осенней съемке, выполнявшейся по стандартной схеме. Стратификация приводного слоя в этой зоне характеризуется

положительными значениями перепада температур ($T_0 - T_{40}$) и высокой (более 20°C) температурой воды. Кроме того, использовались результаты гидрологической съемки фронтальной зоны Курильского течения (Оясио), выполнявшейся сотрудниками ЛГУ. В этом районе преобладала инверсионная стратификация приводного слоя воздуха, т.е. $T_0 - T_{40} < 0$. Таким образом, данные наблюдений охватывают широкий диапазон условий.

Район Куроисио был разбит на квадраты со сторонами $2,5^\circ$ по параллели и по меридиану. Внутри каждого квадрата с помощью 9М были определены значения разностей температуры воды и воздуха между соседними гидрологическими станциями; при этом контролировалось расстояние между станциями, в среднем составлявшее 15 миль (1 миля = 1852 м), и интервал времени между измерениями — не более 2 ч. По измерениям, выполненным последовательно в одной точке, определялись временные изменения температуры. Затем для каждого из 30 квадратов определялись средние и наибольшие значения величин $\Delta T_{40}/\Delta x$, $\Delta T_0/\Delta x$, $\Delta T_{40}/\Delta t$, $\Delta T_0/\Delta t$, вычислялось распределение вероятностей этих величин. Число значений горизонтальных градиентов внутри квадрата составляло от 13 до 44, а в среднем — 23; наблюдений, выполненных дважды в одной точке, было значительно меньше — в среднем в квадрате — 4–10. В 26 квадратах из 30 значения $\Delta T_{40}/\Delta x$ превосходили допустимые значения, указанные в верхней строке табл. I (расчет по (18), (19)), и только в одном квадрате отмечено значение $\Delta T_{40}/\Delta x = 0,28^\circ\text{C}/\text{км}$, превосходящее критерии, определенные по перепаду влажности (формулы (18'), (19'), (20)). Однако вероятность появления градиентов, превосходящих критические, невелика; в среднем по квадратам она близка к 0,1. Вероятность указанного единственного значения, превосходящего предельно допустимое при расчете испарения, составляет лишь 0,04. Характерные гистограммы распределения $\Delta T_{40}/\Delta x$ в двух квадратах представлены на рис. I. При этом на рис. I а: $T_0 - T_{40} = 5,3^\circ\text{C}$, $(\Delta T_{40}/\Delta x) = 0,029^\circ\text{C}/\text{км}$, $(\Delta T_{40}/\Delta x)_{\text{max}} = 0,18^\circ\text{C}/\text{км}$, $T_0 = 22,8^\circ\text{C}$, вероятность появления $(\Delta T_{40}/\Delta x)_{\text{max}}$ $P_{\text{max}} = 0,05$; на рис. I б: $T_0 - T_{40} = 2,9^\circ\text{C}$, $T_0 = 24,2^\circ\text{C}$, $(\Delta T_{40}/\Delta x) = 0,031^\circ\text{C}/\text{км}$, $(\Delta T_{40}/\Delta x)_{\text{max}} = 0,28$, $P_{\text{max}} = 0,04$.

Значения $\Delta T/\Delta t$ лишь в трех случаях из 152 превосходили критические, представленные в табл. 2; однако в этих случаях значения $T_0 - T_{40}$ были близкими к нулю.

Высокая температура воды в зоне Куроисио свидетельствует об относительно небольшой величине турбулентного потока тепла по сравнению с затратами тепла на испарение. Поскольку только в

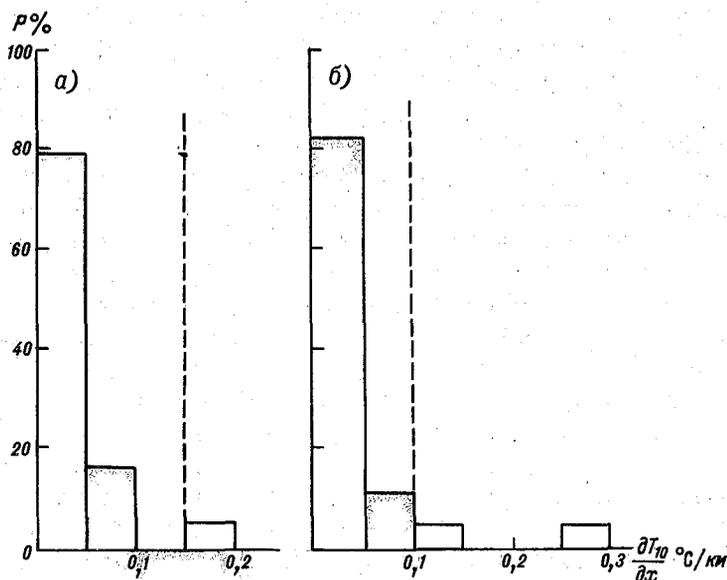


Рис. I.

одном случае из 690 рассмотренных горизонтальный градиент превосходил предельно допустимый при расчете испарения, можно сделать вывод о возможности использования методики /5/ для расчета турбулентных потоков тепла и влаги в этой зоне.

Этот вывод, полученный на основании дискретных измерений, $\Delta x \approx 15$ миль, может оказаться неверным лишь у самой линии гидрологического фронта, где резко увеличиваются значения $\Delta T_0 / \Delta x$. Однако расчеты показали, что коэффициенты корреляции между величинами $\Delta T_0 / \Delta x$ и $\Delta T_{10} / \Delta x$ колеблются в широких пределах. Можно полагать, что именно у линии гидрологического фронта, т.е. в зоне трансформации приводного слоя воздуха, различия между этими величинами более заметны, причем $|\partial T_{10} / \partial x| < |\partial T_0 / \partial x|$. В этом случае применение методики /5/ окажется возможным и в этой зоне.

Во фронтальной зоне Оясио было выполнено несколько разрезов с расстояниями между станциями порядка 2 миль. Галсы располага-

лись в основном нормально к изотермам. Таким образом, определенные по этим данным значения $\Delta T_0 / \Delta x$ близки к истинным значениям градиента. Средние значения, определенные по 76 случаям, $(\overline{\Delta T_0} / \Delta x) = 0,15$ °С/км, $(\overline{\Delta T_{10}} / \Delta x) = 0,09$ °С/км, здесь оказались заметно выше, чем в зоне Курисио. Это объясняется тем, что данные относятся к более узкой, прилегающей к фронту полосе, и к меньшим значениям Δx . Среднее значение $(\overline{T_0} - \overline{T_{10}}) = -1,3$ °С; согласно табл. I, допустимые значения горизонтальных градиентов T_0 и T_{10} при инверсии заметно уменьшаются. В соответствии с этим в этой зоне существенно уменьшаются и возможности применения методики /5/: турбулентный поток тепла может быть рассчитан в 21 % случаев, а испарение - в 42 % случаев. При получении этих оценок, однако, не учитывалось, что направление ветра в общем случае не совпадает с направлением градиентов T_0 , T_{10} . С целью учета этого обстоятельства и получения более наглядных результатов были вычислены адвекция тепла $10 C_p \rho u_{10} \frac{\Delta T_{10}}{\Delta x} \cos \beta$ ((°С·м)/с) и водяного пара $10 u_{10} \frac{\Delta q_{10}}{\Delta x} \cos \beta$ (г/(м·с)), где β - угол между направлениями ветра и градиента температуры, и сопоставлены с рассчитанными значениями H , E . В 42 % случаев адвекция тепла была малой ($\leq 0,2 H$), в 14 % она была больше H . Адвекция водяного пара не превосходила $0,2 E$ также в 42 %, и была больше E в 16 % случаев.

В заключение авторы благодарят Ю.А. Рудакова за полезное обсуждение и предоставление материалов наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортковский Р.С., Мурашова А.В., Морено Родригес А. Особенности структуры приводного слоя воздуха в следе тропического циклона. - В кн.: Тайфун-78. - Л.: Гидрометеоиздат, 1980, с.94-101.
2. Виноградова К.Г. Анализ измерений температуры буксируемым датчиком в поверхностном слое воды (по данным XIII рейса НИС "Академик Курчатов"). - В сб.: Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. Репринт ИО АН СССР, 1977, с.54-59.
3. Гаврилов А.С., Гутман Л.Н., Лякозов В.Н. Нестационарная задача о планетарном пограничном слое атмосферы с учетом радиационного теплообмена. Труды ЗСРНИИ, 1974, вып. II, с.35-48.

4. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности/Пер. с англ. - М.: Мир, 1966. 264 с.
5. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. - Ротопринт ИГО, 1981. 56 с.
6. Моделирование и прогноз верхних слоев океана. - Л.: Гидрометеиздат, 1979. 367 с.
7. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, ч.1. - М.: Наука, 1965. 640 с.
8. Никонов В.И. Аэрологическая структура воздушных масс во внутритропической зоне конвергенции. - В кн.: ТРОПЭКС-72. - Л.: Гидрометеиздат, 1974, с.114-173.
9. Океанографические таблицы. - Л.: Гидрометеиздат, 1975, с.477.
10. Океанология. Физика океана, т.1. Гидрофизика океана. - М.: Наука, 1978. 455 с.
11. Программа исследования взаимодействия атмосферы и океана в целях изучения короткопериодных изменений климата (Программа "Разрезы")/Под ред. Г.Н.Марчука. Атмосфера, океан, космос - Программа "Разрезы". Т.1. М.: ВИНТИ, 1983. 60 с.
12. Ролль Г.У. Физика атмосферных процессов над морем / Пер. с англ. - Л., Гидрометеиздат, 1968. 399 с.
13. Титов В.Б., Москаленко И.В., Осадчий А.С. Пространственная неоднородность гидрофизических полей на полигоне "Гольфстрим". Ротопринт ИО АН СССР. № 856-85, Деп. Геленджик, 1984. 13 с.
14. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. - Л.: Гидрометеиздат, 1983. 296 с.
15. Coantic M., Seguin B. On the interaction of turbulent and radiative transfers in the surface layer. - Bound. Lay. Meteor., 1971, v. 1, N 12, p. 245-263.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

В лабораторных условиях по сравнению с натурными более четко проявляется одна особенность, на которой при сопоставлении экспериментальных и теоретических результатов не заостряется внимание. Имеется в виду характер изменения с высотой касательного напряжения τ и горизонтальной компоненты средней скорости u . В дальнейшем под лабораторными условиями подразумеваются установившиеся турбулентные течения в нижней половине азрогидроканалов над плоской (PS) или волнистой (VL) поверхностью. Как и в большинстве аналогичных работ [1, 2, 3, 10, 11, 15], VL стимулируется цепочкой монохроматических волн, каждая из которых характеризуется длиной l , амплитудой a , крутизной $\delta = 2a/l$, скоростью c_{ϕ} и профилем ζ , задаваемым простой косинусоидой. В последнем случае речь идет о дополнительно осредненных по длине волны профилях $\langle \tau \rangle$ и $\langle u \rangle$.

Как показывают измерения, профиль скорости в каналах является близким к логарифмическому даже в областях с существенно непостоянным напряжением сдвига. Для многих практических задач, когда не требуется большая точность, можно считать, что логарифмическая форма профиля скорости над PS выполняется вплоть до центра канала $z = H_{ч,к}/4$. Напряжение сдвига, определяемое по логарифмическому участку профиля, в работе обозначается через $\tau^{LP} = \rho (u_*^{LP})^2$.

Привлечение дифференциальной математической модели для описания рассматриваемого течения требует постановки условия для скорости на верхней границе области интегрирования $z = H$. Таким условием, в частности, может служить напряжение сдвига

$$\tau^1 = \rho (u_*^1)^2.$$

Над PS достаточно естественным выбором для высоты H представляется уровень $H_{ч,к}$, хотя вблизи него градиентный механизм переноса, являющийся определяющим в задачах подобного типа, перестает, видимо, играть эту роль. О этой точке зрения должно выполняться условие $H < H_{ч,к}$.

Над VL сама постановка задачи предопределяет выполнение равенства $H = h$, где h - предельный уровень распространения возмущений, обусловленных волновым характером нижней границы.

Влияние выбранного значения H на результаты расчетов не вызывает сомнений как в случае VL, так и в случае PS. Однако

в рамках используемой постановки сам по себе этот факт еще не позволяет говорить о возможности однозначного выбора величины H . В частности, высота волнового подслоя h - внутренняя характеристика процесса, и для ее определения требуется либо дополнительное уравнение, либо эмпирическое соотношение между h и внешними параметрами задачи.

Во многих случаях над V_L складывается ситуация, когда в профиле $\langle u \rangle$ отчетливо прослеживается более одного участка с логарифмическим распределением. Например, в /17/ приводится вертикальное распределение $\langle u \rangle$, позволяющее получить u_*^{GP} по различным участкам профиля в диапазоне от 15,5 до 61,6 см/с. Такая же неопределенность существует и в отношении параметра шероховатости z_0 . Профиль $\langle u \rangle$, состоящий в полудогарифмическом представлении хотя бы из двух прямых, не является редким. Можно упомянуть исследования /12, 13, 14, 16, 17/, где отмечается подобная особенность в вертикальном распределении $\langle u \rangle$ над V_L . Причем вычисленная по отдельным логарифмическим участкам u_*^{GP} заметно растет с высотой. Эти выводы не касаются, конечно, центрального ядра потока, где градиент скорости и напряжение трения можно считать нулевыми. В работе /14/ эти результаты объясняются тем, что вблизи V_L сказывается тормозящее влияние обратного градиента давления на подветренном склоне волны. Возможно, что толщина h как-то связана или даже совпадает с высотой излома профиля $\langle u \rangle$. Однако в настоящее время по этому поводу какие-либо убедительные доказательства отсутствуют. Иногда область интегрирования выбирается не из физических соображений, а из требований устойчивости и сходимости используемой численной схемы /3/.

В рассматриваемых условиях поток импульса линейно меняется с высотой и при индентичных стенках канала становится нулевым при $z = H_{ц.к.}$. Всегда выявляемый логарифмический участок профиля скорости позволяет рассчитать τ^{GP} и z_0 , которые в сводке результатов измерений приводятся в качестве определяющих параметров. Принимается, что полученная таким образом величина τ^{GP} характеризует поток импульса на поверхности. В то же время при математическом моделировании обычным делом является использование величины τ^{GP} в качестве граничного условия при $z = H / 1, 2, 3, 6-II, 15/$. В естественных условиях, особенно над PS, концепция слоя постоянных потоков не вызывает особых возражений, что и оправдывает такой подход. Иная ситуация наблюдается при теоретическом описании лабораторных опытов.

По измерениям в аэрогидроканалах, имея в распоряжении только

профиль скорости, пусть и логарифмический, трудно составить представление о численных значениях напряжения сдвига на конкретных высотах, в том числе на уровне $z = H$. Это замечание касается и потока импульса на границе раздела $\tau_0 = \rho v_{*0}^2$, который формирует один из атмосферных источников энергии, питающих дрейфовое течение и, возможно, волнение. Зато с уверенностью можно сказать, что если при решении задачи в силу каких-то дополнительных соображений полагается $H \approx H_{ч,к}$, то о равенстве τ^i и $\tau^{ГР}$ не может быть и речи. Очевидно, что наличие даже двух, не говоря уже о большем их количестве, логарифмических участков в профиле $\langle v \rangle$, как это бывает над \sqrt{L} , не облегчает положения. И тем не менее в теоретических работах по моделированию структуры волнового подслоя в аэрогидроканалах при использовании условия $\tau^i = \tau^{ГР}$ получается удовлетворительное согласие с результатами экспериментов.

Например, в статье /2/ говорится: "Моделирование некоторых лабораторных экспериментов по изучению тонкой структуры пограничного слоя над волнами дало хорошее согласование рассчитанных и измеренных характеристик". Основой такого вывода послужило, в частности, выполненное в работе /1/ сопоставление двух различных экспериментов в одном и том же аэрогидроканале и численного моделирования наблюдавшихся при измерениях течений. В одном из опытов длина механически созданных волн составляла 156 см, в другом - 655 см. Ориентируясь, возможно, на эти цифры, авторы /1/ выполнили расчеты при $H = 70$ и $H = 300$ см.

И здесь хотелось бы обратить внимание на геометрические размеры лабораторной установки. Главное, что в обоих экспериментах высота воздушного зазора составляла примерно 100 см, т.е. $H_{ч,к} \approx 50$ см. Учитывая малую крутизну исследуемых волн, можно думать, что где-то вблизи этой высоты поток импульса становится нулевым, а затем и отрицательным. Для наших целей без большой ошибки можно принять, что значение $\tau^{ГР}$ соответствует реальному напряжению сдвига где-то на высотах, не превышающих 20-30 см. Сопоставляя эти цифры с высотами 70 и 300 см, приходится сделать вывод, что не все внешние параметры численной схемы, в том числе и те, которые связаны с размерами аэрогидроканала, соответствуют условиям проведения экспериментов. Однако, как следует из приведенной выше цитаты, согласование даже по тонкой структуре рассматриваемого слоя оказалось хорошим. В этой связи определенный интерес представляет следующее обстоятельство.

В работе /1/ приводятся результаты расчетов амплитуды волно-

вых колебаний давления Δp_0 на границе раздела и сдвиг его фазы φ относительно волны. Эти расчеты показывают, что для $c_F/u_*^4 = 5$ изменение за счет высоты H параметра $D = H/L$ от 0,11 до 0,46 приводит к увеличению Δp_0 и φ примерно на 26 % и 20° соответственно. Аналогичные расчеты, выполненные в /7/ при других внешних условиях, показали, что такие же изменения параметра D не вызывают изменений φ , но зато увеличивают Δp_0 в 3,5 раза. Причиной расхождений могут служить не только различные внешние условия проведения численных экспериментов, но, например, и способ расчета индуцированного поля давления. В работах /1, 2, 3, II/ математическая модель в своей физической постановке не содержит граничного условия на поверхности раздела, необходимого для решения эллиптического уравнения для давления /9/.

Однако сейчас нас интересует вопрос о том, к каким последствиям привести несоответствие используемых в модельных расчетах внешних параметров условиям проведения экспериментов. Речь идет о том, что при моделировании течений в аэрогидроканалах не всегда, как показано выше, учитывается достаточно жесткая связь между H и τ^4 .

Для самых грубых оценок можно, видимо, принять, что волновые возмущения от нижней границы не проникают выше центрального ядра потока. Это соображение, хотя и не решает вопроса о конкретных значениях H и τ^4 , все же ограничивает диапазон выбора.

На основании работ /1, 7/ и им подобных можно получить какую-то информацию о зависимости результатов расчета от выбора H при фиксированном τ^4 . В данной работе рассматривается обратная задача, т.е. сопоставляются результаты численных экспериментов при различных значениях τ^4 и прочих равных условиях, в том числе при неизменной высоте H и наблюдающейся здесь скорости ветра G . Последнее означает, что, кроме условия прилипания на нижней границе, на верхней требуется одновременное выполнение еще двух условий, накладываемых на горизонтальную составляющую скорости.

При решении краевой задачи в переменных скорость - давление, как это делается в работах /1, 2, 3, II, 15/, такая возможность отпадает, поскольку уравнение второго порядка не может удовлетворить трем граничным условиям одновременно. Одним из вариантов достижения поставленной цели может служить привлечение модели, в которой два уравнения движения сводятся к одному уравнению 4-го порядка для функции тока ψ /6, 9/:

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

В такой постановке не является обязательным привлечение на верхней границе $z=H$ условия, отражающего особенности поля вертикальной скорости. Вместо этого задаются G и τ^1 , т.е. оба граничных условия при $z=H$ ставятся для горизонтальной компоненты скорости. Как показывают расчеты, и в этом случае вертикальная скорость затухает по мере приближения к верхней границе волнового подслоя.

Требуемая пара граничных условий при $z=H$ является естественной при решении задачи в переменных вихрь скорости - функция тока. Однако для вихря скорости на поверхности раздела, как и для давления, приходится вводить искусственное граничное условие, отсутствующее в физической постановке задачи /5, 9/.

Исходная постановка при нейтральной стратификации и изотропной турбулентности имеет вид /6, 9/:

$$\frac{\partial}{\partial x} \omega \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \omega \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} \right),$$

$$\omega = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}; \quad \tau = \alpha_{xz} k \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right).$$

В отличие от предыдущих публикаций в данной работе для замыкания исходной системы уравнений вместо формулы для масштаба турбулентности используется уравнение баланса скорости диссипации турбулентной энергии. Понимая под φ турбулентную энергию δ или скорость ее диссипации ε , имеем:

$$\frac{\partial}{\partial x} \varphi \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \varphi \frac{\partial \psi}{\partial x} = \alpha_{\varphi} \left(\beta_x \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \beta_z \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + M_{\varphi},$$

$$M_{\delta} = T_r - \varepsilon, \quad M_{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\delta} (c_1 T_r - c_2 \varepsilon),$$

$$T_r = \frac{\tau^2}{\rho \alpha_{xz} k}, \quad k = c_{\varepsilon} \frac{\delta^2}{\varepsilon}$$

В системе координат, движущейся с волной, граничные условия при $z = \zeta$ выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = u_0 - c_{\varphi}; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -(u_0 - c_{\varphi}) \zeta', \quad \zeta' = \frac{d\zeta}{dx},$$

$$\frac{\partial b}{\partial z} = \gamma_b \frac{b_0}{z z_0}, \quad \varepsilon = c_\varepsilon \frac{b_0^{3/2}}{z z_0}$$

На верхней границе, как подчеркивалось выше, накладываются условия на горизонтальную компоненту скорости:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = G - c_\varphi, \quad \alpha_{zz} \rho k \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \tau^1$$

Определенные трудности связаны с заданием здесь характеристик турбулентности. В натуральных условиях можно считать, что волновой подслои лежит в пределах приводного слоя, который характеризуется примерным постоянством с высотой динамической скорости и турбулентной энергии. В центральной части лабораторных установок касательное напряжение стремится к нулю, тогда как турбулентная энергия сохраняет конечное значение. Теперь уже вряд ли является правомерным жестко увязывать численные значения турбулентной энергии и скорости ее диссипации с динамической скоростью. Исходя из этого энергия турбулентности при $z = H$ задается в виде

$$b = N_b \frac{(u_*^1)^2}{\sqrt{c_\varepsilon}},$$

а для скорости диссипации из-за отсутствия необходимой информации принимается обычное соотношение

$$\varepsilon = \frac{c_\varepsilon^{3/4}}{z H} b^{3/2}$$

Множитель N_b позволяет задавать фактически произвольное значение турбулентной энергии, а через нее — скорости диссипации и коэффициента турбулентности. При традиционном подходе $N_b = 1$. В лабораторных условиях в области высот, где τ^1 практически равно нулю, может оказаться справедливым неравенство $N_b > 1$. Ситуация $N_b < 1$ представляется искусственной и маловероятной и в работе не рассматривается. Представленные ниже некоторые результаты расчетов соответствуют, в основном случаю $N_b = 1$. Остальные константы имеют следующие значения: $\alpha = 0,4$; $c_\varepsilon = 0,09$; $c_1 = 1,45$; $c_2 = 2,0$; $\alpha_{zz} = \alpha_b = 1$; $\alpha_\varepsilon = 0,77$; $\gamma_b = 0,05$.

Для удобства расчетов и сопоставления результатов, полученных при различных внешних условиях, был сделан переход к безразмерным переменным. Масштабом длины является либо $H = h$, либо L ; масштаб скорости — некоторое фиксированное значение u_m (на рисунках представлена скорость, нормированная на G). Более детальная информация о формулах этого перехода имеется в работе

/9/. Обозначив индексом n безразмерные величины, интересующие нас граничные условия при $z_n = 1$ получим в виде

$$k_n \frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z_n^2} = \left(\frac{u_n^1}{u_m} \right)^2 \equiv \tau_n^1, \quad b_n = N_b \tau_n^1$$

Задача решается в прямоугольной области, для чего вводятся безразмерные координаты ξ и η , связанные с x_n и z_n соотношениями

$$\xi = x_n, \quad \eta = \frac{z_n - \zeta_n}{1 - \zeta_n} = \frac{y_n}{1 - \zeta_n}$$

За основу были взяты условия проведения одного из лабораторных измерений Кендалла /16/. Синусоидальный волновой профиль при измерениях имел следующие параметры: $L = 10,16$ см; $\alpha = 0,3175$ см ($\delta = 0,0625$); $C_\varphi = 0$. Высота волнового подслоя полагалась равной $0,5 L$. Попутно заметим, что, по оценке самого Кендалла, толщина пограничного слоя была немного меньше длины волны, т.е. почти на порядок больше, чем указывается в /3/. Согласно приведенным в /16/ данным, скорость ветра G на высоте h и шероховатость равны соответственно $5,3$ м/с и $2,59 \cdot 10^{-3}$ см. За масштаб скорости u_m было принято значение 26 см/с, которое соответствует динамической скорости, определенной по нижнему логарифмическому участку профиля $\langle u \rangle$.

Сразу оговоримся, что работа /16/ привлекается лишь как источник реально измеренных входных параметров. Здесь не ставится задача провести какое-то конкретное сравнение с результатами измерений. Основная цель — выяснить, насколько произвольное задание τ^1 при фиксированной скорости G скажется на структуре волнового подслоя, и в том числе на потоках импульса между двумя средами.

Остановимся сначала на составляющих уравнения баланса осредненных по длине волны потоков импульса, которое над V_L можно записать в виде /8/

$$\tau_n^1 - D[1 - \zeta(0)] \Delta \rho_\infty = \langle \tau_n \rangle_0 + F + \beta$$

Над PS (верхний индекс "пл") имеем

$$\tau_n^1 - D \Delta \rho_\infty^{пл} = \tau_{n0}^{пл}$$

Здесь F — полное сопротивление формы, представляющее собой сумму сопротивлений, обусловленных индуцированным \tilde{F} и внешним F_∞ полем давления; $\langle \tau_n \rangle_0$ и $\tau_{n0}^{пл}$ — сопротивление трения при $\eta = 0$; $\beta = D \langle b_n \tau_n^1 \rangle_0$ — поверхностный поток импульса, связан-

ный с нормальными напряжениями Рейнольдса; $\Delta\rho_\infty$ и $\Delta\rho_\infty^{\text{пл}}$ - перепад внешнего давления на расстоянии, равном длине волны. Через $SI = \langle \tau_n \rangle_0 + F + \beta$ в таблице обозначен суммарный поток импульса на границе раздела.

Сохранение фиксированной скорости G и параметра шероховатости ε_0 при любых значениях напряжения сдвига τ^1 является, видимо, тем фактором, который обеспечивает малую изменчивость структуры самых нижних слоев воздуха, в том числе распределения поверхностного касательного напряжения, а отсюда и сопротивления трения $\langle \tau \rangle_0$. Большое влияние нижние слои оказывают также на особенности распределения индуцированного давления и, как следствие, на величину \tilde{F} , так как практически при неизменной фазе амплитуда волновых колебаний давления экспоненциально затухает с высотой. Поток β сам по себе невелик по сравнению, например, с $\langle \tau_n \rangle_0$ и при этом меняется очень мало. Поэтому изменение τ^1 на несколько порядков вызывает изменение в суммарных потерях импульса SI на границе раздела лишь на несколько процентов. Основным фактором, компенсирующим все вариации внешнего потока импульса τ^1 , является градиент внешнего давления $\Delta\rho_\infty$. Если все же говорить о зависимости поверхностных потоков импульса от τ^1 , то это имеет какой-то смысл до тех пор, пока значения внешнего потока импульса в нашей нормировке лежат в пределах $0,1 - 1,0$. Величина τ^1 не играет сколько-нибудь заметной роли, если она меньше $0,1$ и при этом сохраняется $N_\delta = 1$. Аналогичная картина наблюдается и для профилей различных характеристик в основной толще волнового подслоя. Этим и объясняется отсутствие на рисунках случаев с $\tau_n^1 < 0,1$.

Полагать, что фактическое напряжение Рейнольдса при $\varepsilon = H$ будет превышать поверхностное значение, нет особых оснований. Поэтому приводимые в таблице результаты расчета для случая $\tau_n^1 = 1,8$, следует рассматривать лишь как дополнительную иллюстрацию влияния τ^1 на процессы взаимодействия двух сред. В основном по этой причине, а также чтобы излишне не загромождать рисунки, этот вариант на них не приводится.

Если не принимать во внимание вариант с $\tau_n^1 = 1,8$, то максимальные межвариантные изменения в $\langle \tau \rangle_0$ в F составляют примерно 7 и 17 % соответственно, а для SI - менее 10 %.

Следует, видимо, отметить различие в относительном вкладе внешнего градиента давления в полное сопротивление формы, т.е. изменение отношения F_∞/F . Этот факт может оказаться небезынтерес-

ресным, если учесть, что при экспериментальных исследованиях обычно измеряется величина F , тогда как в теоретических работах, таких как, например, /2, 3, 10, 11, 15/, учитываются только индуцированные колебания давления.

Подводя некоторые итоги, можно сказать, что при заданных G и z_0 выбор τ^1 не является решающим моментом в формировании рассчитываемых потоков импульса, а значит, и энергообмена, между двумя средами. Данный вывод, конечно, не относится к моделям, в которых вместо условия для G привлекается условие для вертикальной скорости. При задании последней связь между скоростью ветра и касательным напряжением, в том числе и на верхней границе волнового подслоя, будет в первом приближении соответствовать асимптотическому случаю горизонтально однородного потока с выполнением логарифмического закона $u \sim u_*^1 \ln z/z_0$. Напомним, что сейчас G и u_*^1 задаются произвольно.

Над V_L возможны два способа измерений и два соответствующих им представления результатов модельных расчетов. При одном из них используется фиксированная относительно среднего уровня система отсчета (в наших обозначениях это координата z), при другом — отслеживающая волновой рельеф (координата y). Над PS координаты z и y , естественно, совпадают.

На рисунках представлены по y -координате (рис.1) и z -координате (рис.2) безразмерные профили скорости ветра и касательного напряжения над PS (кривые с крестиками) и над V_L . Диапазоны высот на этих рисунках существенно различны, так как над V_L в z -координате — полное осреднение, а над водными волнами и проведение самих измерений возможно на высотах, превышающих амплитуду волны. В наших примерах уровень гребней располагается на высоте $z_n = 0,0625$, а минимальная высота расчета была $z_n = 0,07$. Способ графического представления и номера приводимых на графиках вариантов расчета приводятся в таблице.

Одна из особенностей поля касательного напряжения в отслеживаемой системе состоит в том, что на малых расстояниях от поверхности, не превышающих, грубо говоря, высоту волны, τ^{nn} больше $\langle \tau \rangle$, а выше — наоборот. Если профиль τ^{nn} характеризуется монотонным изменением с высотой во всей области интегрирования, то над V_L картина иная. В последнем случае выше $y \approx 0,01$ наблюдается увеличение напряжения сдвига. При $y \approx 0,2$ профиль $\langle \tau \rangle$ имеет хорошо выраженный максимум, который, например, для I варианта на 25% превышает $\langle \tau \rangle_0$. В z -координате этого не наблюдается.

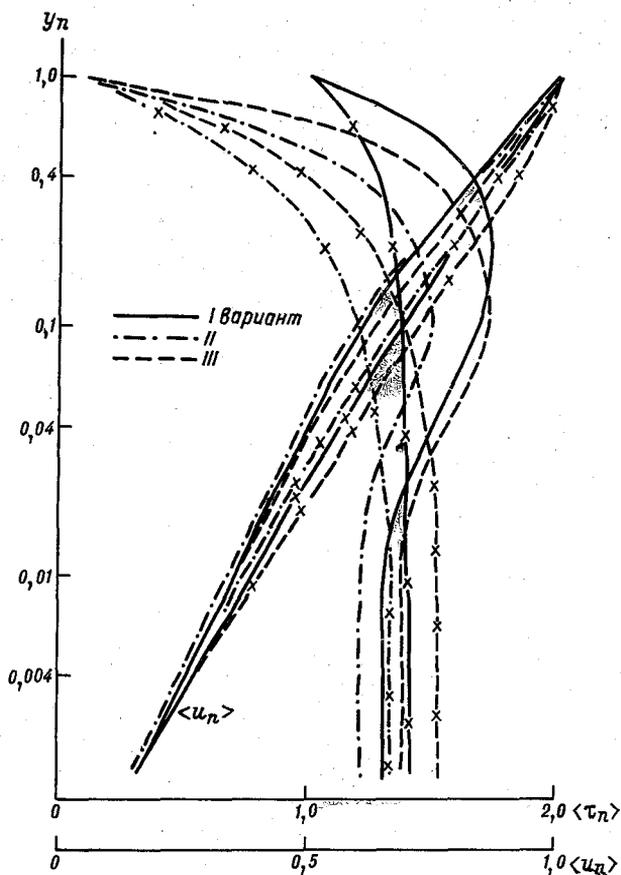


Рис. I.

Если пренебречь изменениями касательного напряжения в пределах $\pm 10\%$ поверхностного, то в I варианте $\tau^{пл}$ можно считать постоянным до $y_n \approx 0,4$. Для II и III вариантов эта высота уменьшается до 0,1. Над VL постоянно $\langle \tau \rangle$ с высотой в этих же пределах выполняется только до высоты $y_n \approx 0,035$. Как и следовало ожидать, над P3 поток импульса примерно линейно меняется с высотой: в варианте с $\tau_n^1 = 1,8$ увеличивается, в остальных случаях

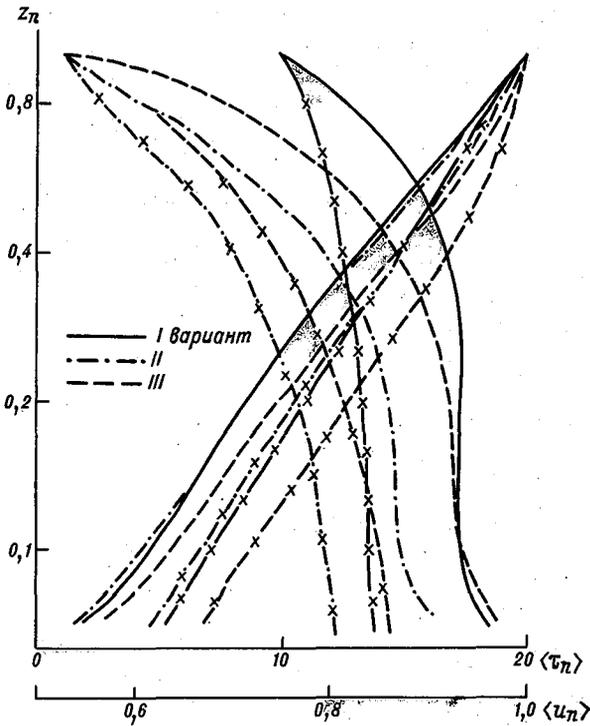


Рис.2.

Таблица

τ_n^1	10^{-4}	10^{-2}	0,1	0,2	1,0	1,8	0,1
N_B			I				10
Вариант			II	I	I		III
$\tau_{n0}^{нп}$	1,34	1,33	1,32	1,31	1,41	1,53	1,52
$-\Delta\rho_{\infty}^{нп}$	2,69	2,65	2,44	2,22	0,82	-0,55	2,84
$\langle \tau_n \rangle_0$	1,24	1,23	1,22	1,21	1,31	1,44	1,38
F	0,32	0,32	0,31	0,31	0,38	0,47	0,36

B	0,08	0,08	0,07	0,07	0,08	0,08	0,08
SI	1,63	1,62	1,60	1,60	1,77	1,99	1,82
$-\Delta p_{\infty}$	3,48	3,43	3,21	2,99	1,64	0,40	3,66
\bar{F}	0,42	0,42	0,41	0,40	0,43	0,48	0,47
$F_{\infty}/F\%$	34	34	32	30	13	2	32

уменьшается. Над V_L зависимость $\langle \tau \rangle$ от высоты более сложная.

Принимая во внимание всю рассматриваемую область высот (см. рис.1), видно, что даже для I варианта над PS профиль скорости имеет, пусть и весьма малые, отклонения от прямой в полулогарифмическом масштабе. Объясняется это, возможно, и тем, что хотя определяющие параметры G , u_*^1 и z_0 для I варианта соответствуют приведенным в работе /16/, при $u_*^1 = 26$ см/с и $z_0 = 2,59 \cdot 10^{-3}$ см логарифмический закон дает $G = 4,92$ м/с, а не 5,3 м/с, как принято у нас. В I варианте единое логарифмическое распределение, давшее $u_*^{гр} \approx 0,3$ м/с, наблюдается при $y_n > 0,07$. Во II варианте, если и можно выделить логарифмические участки в профиле скорости, то они значительно менее протяженны, чем в I варианте. При относительно развитом турбулентном перемешивании ($N_b = 10$) логарифмическая область хорошо проявляется на малых высотах при $y_n < 0,4$. Однако все эти различия не имеют серьезной практической значимости, так как в любом случае с учетом точности измерений в аналогичных профилях будет выделена логарифмическая область. Над V_L в отслеживаемой системе увеличение $u_*^{гр}$ с высотой проявляется более резко.

Основные межвариантные различия имеют место, конечно, в верхней части волнового подслоя, для которой (точнее, для области, расположенной выше гребней волн) более привычной является вертикальная координата z . Здесь над PS для I варианта во всем слое прослеживается логарифмический профиль $u^{пл}$, который, как и в y -координате при $y_n > 0,07$, дает $u_*^{гр} \approx 0,3$ м/с. Для II и III вариантов единой прямой для всех высот не наблюдается. Над V_L в профилях $\langle u \rangle$ четко проявляется перегиб при $z_n \approx 0,3$. Причем в области $0,07 < z_n < 0,3$ наклон профиля $\langle u \rangle$ практически такой же, как и над PS , т.е. $u_*^{гр} \approx 0,3$ м/с. Выше $z_n \approx 0,3$ $u_*^{гр}$ увеличивается до 0,4 м/с, т.е. на 33 %.

Именно об этом перегибе профиля $\langle u \rangle$ шла речь в начале статьи. Правда, в работе /16/ увеличение u_*^{TP} достигает 80 %. Тем не менее качественное совпадение характерных особенностей профилей ветра и примерное совпадение высоты перегиба дают определенную уверенность в правильности основных положений используемой математической модели.

Как показывают расчеты при $\tau_n^1 = 0,1$, увеличение на порядок численного значения турбулентной энергии при $Z_n = 1$ влечет за собой более заметную перестройку структуры волнового подслоя, чем значительно большие изменения в τ^1 при сохранении условия $N_g = 1$. Особенно это заметно в Z -координате над PS . Увеличение турбулентной энергии при сохранении неизменной скорости G приводит к общему усилению скорости ветра за счет более интенсивной передачи импульса из центрального ядра потока вниз. Из этого единичного расчета рано, видимо, делать вывод, что математическое моделирование экспериментов в аэрогидроканалах требует при задании верхних граничных условий более внимательного отношения к характеристикам турбулентности, чем к потоку импульса. Но этот факт наводит на мысль о возможных путях воздействия на расчетные характеристики лабораторных течений.

К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные, иногда противоречивы и не позволяют в настоящее время сделать более определенные выводы. Для их получения требуется достаточно детальная информация о той области волнового подслоя, где структура потока во многом обуславливается особенностями верхних граничных условий. Безусловно, требуются и дополнительные численные эксперименты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М а к и н В.К. Некоторые результаты численного моделирования лабораторных экспериментов по изучению структуры воздушного потока над волнами. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т.16, № 9, с.989-991.

2. М а к и н В.К. Трехмерная численная модель ветроволнового взаимодействия. - ДАН СССР, 1983, т.269, № 4, с.947-950.

3. М а к и н В.К., П а н ч е н к о Е.Г. Распределение приповерхностного давления на волнистой поверхности. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т.19, № 10, с.1098-1101.

4. М о н и н А.С., Я г л о м А.М. Статистическая гидро-

механика. - М.: Наука, 1965. Ч. I. 640 с.

5. Петров А.С. О начальных и граничных условиях для уравнений Навье-Стокса в форме Гельмгольца. - Ученые записки ЦАГИ, 1982, т. I3, № 2, с. 35-43.

6. Симонов В.В. Турбулентный поток над волнистой границей. - Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 39-51.

7. Симонов В.В. Некоторые вопросы численного моделирования потока жидкости над волнистой границей. - Труды ГГО, 1981, вып. 454, с. 31-39.

8. Симонов В.В. О расчете сопротивления формы волнистой поверхности. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. I8, № 3, с. 269-275.

9. Симонов В.В. Расчет взаимодействия турбулентного потока с горизонтально неоднородным растительным покровом. - Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 36-47.

10. Филиппс О.М. Динамика верхнего слоя океана. - Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 320 с.

11. Чаликов Д.В. Математическое моделирование ветрового волнения. - Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 48 с.

12. Broecker H.-G., Petermann J., Siemс W. The influence of wind on CO₂-exchange in a wind-wave tunnel, including the effects of monolayers. - J. Mar. Res., 1978, v. 36, N 4, p. 595-610.

13. Buckles J., Hanratty T.J., Adrian R.J. Turbulent flow over large-amplitude wavy surfaces. - J. Fluid Mech., 1984, v. 140, p. 27-44.

14. Chang P.C., Plate E.L., Hidy G.M. Turbulent air flow over the dominant component of wind-generated water waves. - J. Fluid Mech., 1971, v. 47, pt. 1, p. 183-208.

15. Gent P.R., Taylor P.A. A numerical model of the air flow above water waves. - J. Fluid Mech., 1976, v. 77, pt. 1, p. 105-128.

16. Kendall J.M. The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves. - J. Fluid Mech., 1970, v. 41, pt. 2, p. 259-281.

17. Konishi T., Uji T. On a method of determining friction velocity in a wind-wave tunnel. - Papers in Meteor. and Geoph., 1979, v. 30, N 1, p. 33-41.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОФИЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СКОРОСТИ ВЕТРА НАД МОРЕМ

Профильные измерения скорости ветра проводились в 40-м рейсе НИС "Академик Королев" с помощью градиентной установки, в качестве основы которой был использован отслеживающий буй, позволяющий производить измерения в точке, имеющей постоянную высоту над взволнованной поверхностью. Буй, диаметр которого составлял 80 см, возвышался над водной поверхностью не более чем на 1 см. Наличие кардана и противовес (около 20 кг) придавали установке устойчивое вертикальное положение.

Скорость ветра измерялась чашечными анемометрами МС-13, переделанными в контактные. Анемометры на бую располагались на уровнях 0,2; 0,4; 0,8; 1,6 м. Два верхних анемометра были установлены на судне: на стреле крана (на высоте 10 м) и на флагштоке гротмачты (на уровне 21 м). Профильные измерения скорости ветра проводились во время работ на полигоне в тропической зоне Тихого океана. Всего было выполнено 30 серий измерений.

Используемый измерительный комплекс позволял с достаточной достоверностью получать скорости ветра за минутные интервалы. Затем полученные минутные значения скорости ветра осреднялись за двадцатиминутные интервалы времени и использовались для получения профилей средней скорости и расчетов параметров, определяющих их характер: динамической скорости U_* , параметра шероховатости z_0 и коэффициента сопротивления морской поверхности C_w .

Расчеты средних значений скорости ветра проводились с помощью ЭВМ ЕС-1022. Для каждой реализации рассчитывались средние значения, средние квадратические отклонения σ , скользящие средние с 3, 5, 10-минутным осреднением, соответствующие им средние квадратические отклонения, гистограммы распределения, а также коэффициенты взаимной корреляции между скоростями ветра на различных уровнях.

Касаясь гидрометеорологических условий, влияющих на профили ветра в приводном слое, следует отметить следующее. Условия стратификации атмосферы за период наблюдений были близкими к нейтральному состоянию. В 20 % случаев измерения производились при нейтральной стратификации. В остальных случаях условия стратификации характеризовались слабой неустойчивостью, при этом

аналог числа Ричардсона $Ri = -\frac{1}{3} \frac{\Delta t_{\text{эф}}}{z_{10}^2}$ составлял не менее 0,02. (Здесь $\Delta t_{\text{эф}} = (t_0 - t_{10}) + 0,108(F_0 - e_{10})$ - эффективный перепад температур; z_{10} - скорость на уровне 10 м. Условия погоды во время эксперимента были таковы, что измеренные скорости ветра менялись в диапазоне от 4 до 10 м/с на уровне 10 м.

В связи с тем что выявились существенные различия между результатами визуальных наблюдений за волнением, входящих в комплекс стандартных гидрометнаблюдений и результатами инструментальных измерений, проводившихся сотрудниками ГОИНа И.П.Трубкиным и В.А.Бойцовым, оценки влияния волнения на характеристики ветра проводились на основании инструментальных данных. Характер волнения изменялся от развивающегося в начальной стадии эксперимента до зыби. При этом параметр c_0/v_* , характеризующий стадию развития волн, изменялся в пределах от 18 (активное развитие волн) до 63 (зыбь).

Анализ полученных результатов показал, что от верхнего уровня 21 м до высоты $z = 0,8$ м профили средней скорости ветра с погрешностью, не превышающей инструментальной точности измерений (0,2 м/с), подчинялся логарифмическому закону. На уровнях 0,2 и 0,4 м в большинстве случаев отмечалось отклонение профилей от логарифмических. Профили принимали форму волны с вершиной на уровне $z = 0,4$, отклонявшийся в одних случаях вправо, в других - влево от логарифмического. Типичные профили средней скорости ветра приведены на рис.1. Здесь же над каждым из профилей указана скорость ветра на уровне 10 м.

Анализ полученных профилей показал, что экстремумы отмечаются на уровне, приблизительно равном половине высоты волны. Наибольшие отклонения от логарифмического профиля отмечаются при равновесных условиях, когда, по-видимому, не сказывается подавляющее влияние стратификации. Отклонение профиля вправо, т.е. увеличение скорости на нижних уровнях, характерно для условий развивающегося и установившегося волнения, уменьшение скорости и отклонение влево - при больших значениях c_0/v_* , т.е. при зыби. Свидетельством этому является рис.2, где приведена зависимость отклонений профиля от логарифмического $\Delta(M)$ на уровне 0,4 м от отношения c_0/v_* . Аналогичный характер отклонения профиля ветра от логарифмического в зависимости от стадии развития волнения был получен ранее Ю.А.Волковым /2/, проводившим измерения со свободно плавающего буйка. По данным измерений в Северной Атлантике, проводившихся Л.Ю.Преображенским /1/, при наличии на по-

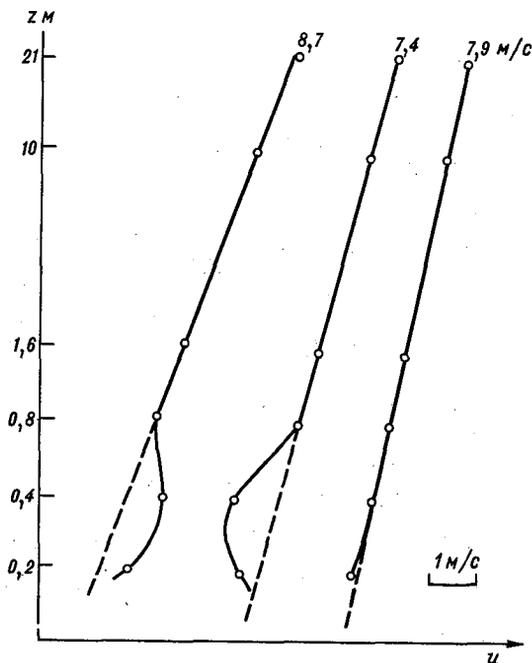


Рис. I.

верхности волн зыби ($c_0/u_* = 80$) форма профиля на нижних уровнях также характеризуется уменьшением скорости.

Одной из задач программы ветровых исследований в рейсе являлась апробация методики ГГО /4/ по расчету профилей ветра в приводном слое. С этой целью проводилось сопоставление скоростей ветра на уровнях 3, 5, 15 и 21 м, полученных из профильных измерений, с данными расчетов. При этом в качестве опорного был выбран уровень 10 м. В табл. I приведены средние значения разностей Δ между измеренными и рассчитанными скоростями ветра по уровням, полученные по всему объему измерений. В таблице приведены также средние квадратические отклонения измеренных скоростей ветра от рассчитанных $\sigma' = \sqrt{\sum (u_{нзи} - u_{рл})^2 / N}$ и соответствующие коэффициенты вариации c_v .

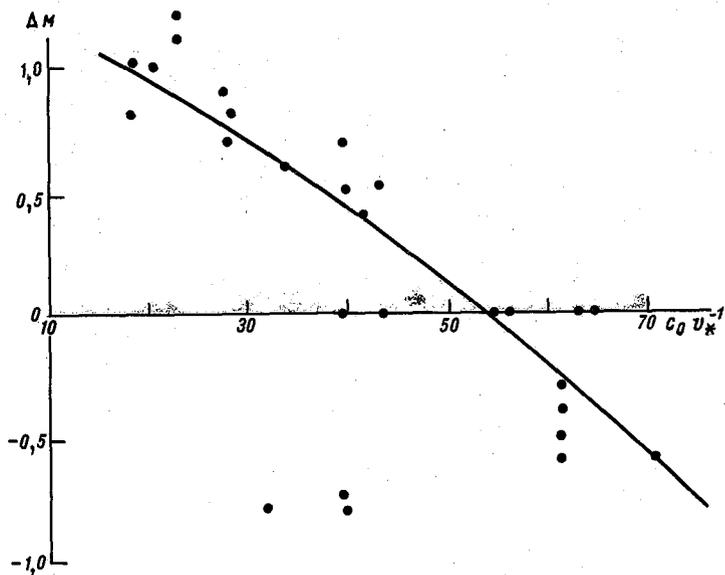


Рис.2.

Результаты сравнения (см.табл. I) указывают на хорошую согласованность между измеренными и рассчитанными скоростями ветра. Так, максимальные различия, которые имеют место на уровне 3 м, не превышают 0,2 м/с. Об этом свидетельствуют и малые значения коэффициента вариации c_v , не превышающие 5%. Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о высокой эффективности расчетной методики ПГО для данного диапазона скоростей ветра в равновесных условиях и условиях слабостратифицированного приземного слоя. Вопрос о надежности методики при других условиях требует дополнительной проверки.

Близость полученных профилей средней скорости ветра на высотах более 0,8 м к логарифмическому закону распределения, позволяет с их помощью сравнительно просто получить коэффициенты

Таблица I

Сопоставление измеренных и рассчитанных профилей ветра

Высота, м	3	5	15	21
$\bar{\Delta}$ м/с.....	-0,2	-0,1	0,1	0,1
σ' м/с.....	0,3	0,2	0,1	0,2
c_v %.....	5	3	1	3

сопротивления - важную динамическую характеристику, используемую в расчетных схемах. Расчеты проводились по формуле

$$C_u = v_* / u_{10} , \quad (I)$$

где v_* - динамическая скорость, определявшаяся по углу наклона логарифмического участка профиля ветра. Рассчитанные значения C_u изменялись в широком диапазоне - от $0,9 \cdot 10^{-3}$ до $3,9 \cdot 10^{-3}$. При интерпретации данных о параметре C_u обычно рассматривается зависимость его от скорости ветра на высоте 10 м. Такая зависимость приведена на рис.3. Здесь же для сравнения штриховой линией представлена зависимость $C_u(u_{10})$, использованная в расчетной методике ГГО /4/, полученная на основании обобщения большого количества экспериментальных данных.

Несмотря на значительный разброс экспериментальных значений C_u , несомненным является их увеличение с возрастанием скорости ветра. Приведенные на рис.3 данные хорошо согласуются при скоростях ветра 4-6 м/с. При больших скоростях отмечаются существенные различия. Возрастание экспериментально определенных значений коэффициента сопротивления с увеличением скорости ветра происходит значительно быстрее. Частично полученные различия можно объяснить следующим. Зависимость ГГО получена для средних условий развития волнения. Вместе с тем известно, что "возраст" волны существенно влияет на значение C_u . Об этом свидетельствует рис.4, где представлена зависимость C_u от безразмерного параметра c_0/v_* , характеризующего стадию развития волнения. Как следует из рис.4 (кривая 1), коэффициент сопротивления монотонно убывает с увеличением c_0/v_* от $C_u = 3 \cdot 10^{-3}$ при $c_0/v_* = 18$ (стадия активного развития волн) до $C_u = 10^{-3}$ при $c_0/v_* = 40$ (зыбь). На рис.4 для сравнения приведена аналогичная зависимость (кривая 2), взятая из монографии Китайгородского /3/, которая хорошо согласуется с кривой, полученной по данным измерений.

Увеличению скорости ветра при профильных измерениях на полигоне соответствовало уменьшение "возраста" волн, и наоборот. Таким образом, на крайние участки зависимости $C_u(u_{10})$ (см.рис.3) влияли два фактора, усиливающие друг друга: скорость ветра и "возраст" волн, т.е. крайние участки зависимости $C_u(u_{10})$ соответствуют предельным, а не средним, как в случае данных ГГО, значениям коэффициентов сопротивления.

Значения параметра шероховатости, полученные из профильных измерений, характеризуются широким диапазоном изменений - от $z_0 \approx 10^{-4}$ до $z_0 \approx 0,8$ см. Расчеты параметра шероховатости, осно-

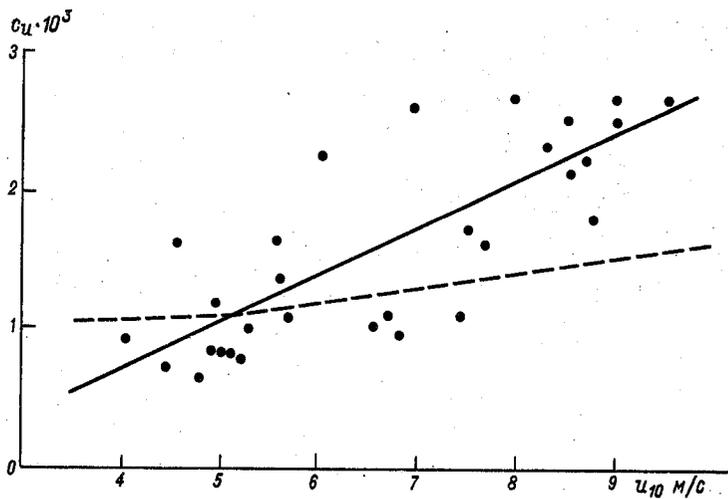


Рис. 3.

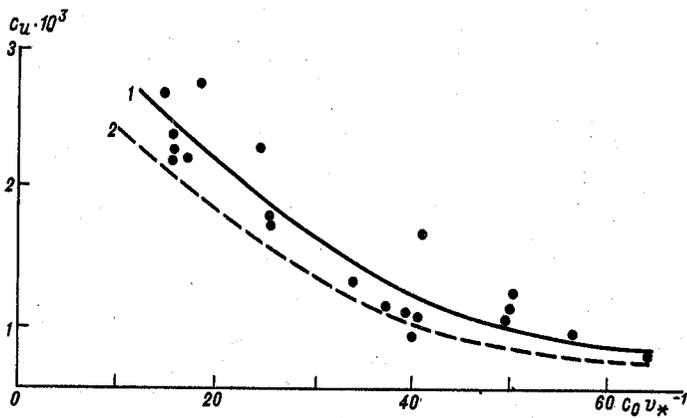


Рис. 4.

Ванные на условии выполнимости логарифмического закона для профилей ветра, проводились по формуле

$$z_0 = z e^{-\sqrt{1/c_u}} \quad (2)$$

Формула (2) и полученная выше зависимость $c_u(u_{10})$ дают основание предположить наличие связи параметра шероховатости с характеристиками воздушного потока. Поскольку скорость ветра меняется по высоте, удобно исследовать зависимость z_0 от динамической скорости u_* , постоянной в приводном слое. Представленные на рис.5 значения z_0 как функции динамической скорости подтверждают полученное Чарноком /1/ выражение для z_0 в виде

$$z_0 = m u_*^2 / g, \quad (3)$$

где m - эмпирическая константа, меняющаяся от 0,01 до 0,08 по оценкам разных авторов. Аппроксимирующая кривая 1 на рис.5, хорошо согласуясь с аналогичной кривой 2, полученной Чарноком в интервале измеренных скоростей 20-30 см/с, при динамических скоростях больше 25 см/с лежит выше. Вместе с тем кривая, приведенная на рис.5, лежит в пределах доверительных интервалов, полученных Китайгородским /3/ для зависимости $z_0(u_*)$, подтверждая тот факт, что значения параметра шероховатости можно оценивать по скорости ветра с точностью, не превышающей одного порядка.

В отношении статистических характеристик измеренных скоростей ветра можно отметить следующее. Гистограммы распределений отклонений скоростей от средней имеют сложные формы и носят в основном дискретный характер, что естественно для реализаций из столь незначительных выборок (20 мин). Можно выделить два вида распределений: бимодальное (20 % случаев) и близкое к нормальному (18 %). При 1-минутном интервале осреднения в 97 % случаев отклонения от среднего значения не превышали величины 3σ . При 3, 5, 10-минутном осреднении эти отклонения в 100 % случаев не выходили за интервал 3σ . Для оценок изменчивости ветра на полигоне в табл.2 приведены средние значения коэффициентов вариации c_v за 1, 3 и 5-минутные интервалы осреднения.

Как следует из табл.2, изменчивость ветра уменьшается с высотой. Это следовало ожидать, поскольку на флуктуации скорости на нижних уровнях оказывают влияние индуцированные волнами пульсации скорости ветра, ослабевающие по мере удаления от поверхности моря. Что касается незначительного увеличения изменчивости от уровня 10 м к уровню 21 м, то ее, возможно, следует отнести

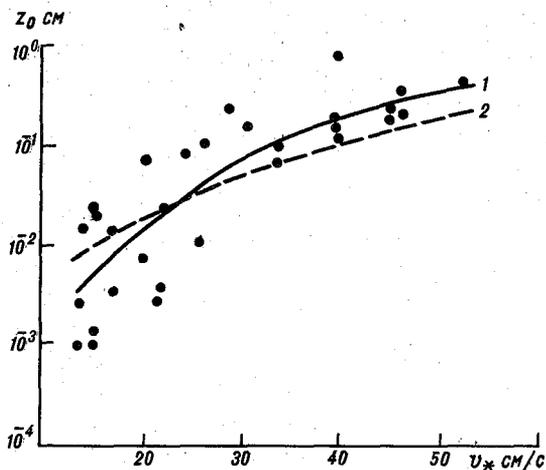


Рис.5.

за счет погрешности измерений, связанной с перемещениями анемометра на верхнем уровне, обусловленными качкой судна.

Данные о порывистости ветра над океаном представляют практический интерес, хотя опубликовано таких данных крайне мало.

Порывистость g_t определяется по формуле

$$g_t = u_{\max} / \bar{u} , \quad (4)$$

т.е. как отношение максимальной скорости за выбранный интервал осреднения к средней.

В табл.3 приведены средние значения порывистости для трех интервалов времени.

Из табл.3 видно, что средняя порывистость уменьшается при увеличении высоты для всех рассматриваемых интервалов времени. Этот результат подтверждает сделанные выше предположения о возмущении ветрового потока поверхностью моря.

По данным измерений были рассчитаны коэффициенты корреляции для минутных интервалов осреднения скорости ветра между нижним (0,2 м) и верхним уровнями. Результаты расчетов, приведенные в табл.4, свидетельствуют о том, что вблизи взволнованной поверхности отмечаются высокие значения коэффициентов корреляции, что может быть следствием влияния индуцированных взволнованной по-

Таблица 2

Значения коэффициентов вариации (%)
средних скоростей ветра

Интервал времени, мин	Высота над поверхностью моря, м					
	0,2	0,4	0,8	1,6	10	21
1	8,7	8,1	8,0	7,8	6,8	7,0
3	6,1	5,6	5,9	5,4	4,4	4,7
5	5,0	4,4	4,6	4,2	3,3	3,7

Таблица 3

Порывистость ветра над поверхностью моря

Интервал времени, мин	Высота над поверхностью моря, м					
	0,2	0,4	0,8	1,6	10	21
1	1,141	1,138	1,133	1,132	1,122	1,130
3	1,100	1,093	1,093	1,087	1,090	1,091
5	1,071	1,069	1,065	1,064	1,058	1,062

верхностью флуктуаций, которые существенно ослабляются с высотой и ощутимы только на нижних, соизмеримых с высотами волн, уровнях.

Таблица 4

Значения коэффициентов взаимной корреляции

Уровни, м...0,2 и 0,4	0,2 и 0,8	0,2 и 1,6	0,2 и 10	0,2 и 21	
Коэффициент корреляции.....	0,70	0,70	0,63	0,20	0,31

Таким образом, проведенные исследования подтвердили существенное влияние взволнованной поверхности моря на структуру ветра в нижней части приводного слоя и необходимость учета харак-

теристик волнения при исследовании особенностей ветрового потока над морем. Для исследования механизма взаимодействия ветра и волн и надежных количественных оценок необходимы совместные измерения этих элементов малоинерционными датчиками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бортковский Р.С., Бюнер Э.К., Малевский - Малевич С.П., Преображенский Л.Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан - атмосфера. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 239 с.

2. Волков Ю.А. Спектры пульсаций скорости и температуры воздушного потока над взволнованной поверхностью моря. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т.5, № 12, 1969, с.1251-1265.

3. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. - Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 283 с.

4. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. - Ротопринт ЦГО, 1968. 56 с.

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ПРОФИЛЯ ВЕТРА
В НИЖНЕМ СЛОЕ ВОЗДУХА НАД ОКЕАНОМ

В настоящее время решение многих прикладных задач, связанных с обеспечением безопасности функционирования средств океан-техники, нуждается в детализации данных о вертикальных профилях и характеристиках изменчивости ветра в нижнем слое воздуха над океаном.

Вместе с тем известно, что из-за сложности проведения профильных измерений в условиях открытого океана экспериментальных данных о вертикальном распределении скорости ветра крайне мало, причем сведения о ветре в слое 30-50 м, расположенном выше максимальной высоты установки датчиков на научно-исследовательских судах, практически вообще отсутствуют.

Целью настоящей работы являлось определение характеристик профиля ветра над поверхностью моря на основе ограниченной исходной информации с использованием современных теоретических представлений.

Основой метода явилась модель тепло-, влаго- и массопереноса в приводном слое атмосферы /6/. По этой модели и некоторым эмпирическим зависимостям (коэффициента сопротивления от скорости ветра и универсальных функций), полученным в результате обобщения многочисленных экспериментальных исследований /1/, были разработаны методические указания по расчету турбулентных потоков над океаном /3/. Последние позволяют, в частности, восстановить профиль ветра в слое 3-25 м по измерениям скорости ветра хотя бы на одном уровне и данным об условиях стратификации. Выше уровня 25 м, где отсутствуют экспериментальные данные, а теоретические расчеты требуют учета силы Кориолиса, изменение скорости ветра с высотой можно получить на основе расчетов по той или иной модели планетарного пограничного слоя. В настоящей работе использовалась модель стационарного баротропного температурно стратифицированного слоя, изложенная в /5/.

Применение этих двух моделей позволило выполнить расчеты профилей ветра до высоты 50 м. До высоты 25 м расчет вертикального распределения средней скорости ветра (период осреднения до 1 ч) в зависимости от условий стратификации проводился в соответствии с методическими указаниями /3/. Далее, используя скорость

Таблица I

Скорость ветра на различных высотах

$\frac{\Delta T_{\text{эф}}}{z_{10}}$	-2	-I	0	I	2	4	6	8
$z = 3 \text{ м}$								
2			1,8	1,9	2,0			
3	2,1	2,3	2,7	2,8	2,8	2,8		
4	3,1	3,3	3,6	3,7	3,7	3,7	3,8	3,8
5	4,0	4,3	4,5	4,6	4,6	4,7	4,7	4,7
6	5,0	5,2	5,4	5,5	5,5	5,6	5,6	5,6
7	5,9	6,1	6,3	6,4	6,4	6,4	6,5	6,5
8	6,8	7,0	7,1	7,2	7,2	7,3	7,4	7,4
9	7,7	7,9	8,0	8,0	8,1	8,1	8,2	8,2
10	8,6	8,7	8,8	8,9	8,9	9,0	9,1	9,1
11	9,5	9,6	9,7	9,7	9,8	9,9	9,9	9,9
12	10,4	10,5	10,6	10,6	10,6	10,7	10,7	10,8
13	11,3	11,3	11,4	11,5	11,5	11,5	11,6	11,6
14	12,1	12,2	12,3	12,3	12,3	12,4	12,4	12,5
15	13,0	13,0	13,1	13,1	13,2	13,2	13,3	13,3
16	13,8	13,9	14,0	14,0	14,0	14,1	14,1	14,2
17	14,7	14,7	14,8	14,8	14,8	14,9	14,9	15,0
18	15,5	15,6	15,6	15,6	15,7	15,7	15,8	
19	16,4	16,4	16,4	16,5	16,5	16,6	16,6	
20	17,2	17,2	17,3	17,3	17,3	17,4		
$z = 5 \text{ м}$								
2			1,9	1,9	1,9			
3	2,4	2,6	2,8	2,9	2,9	2,9	2,9	
4	3,4	3,6	3,8	3,8	3,8	3,9	3,9	3,9
5	4,4	4,5	4,7	4,8	4,8	4,8	4,8	4,8
6	5,4	5,5	5,7	5,7	5,7	5,8	5,8	5,8
7	6,4	6,5	6,6	6,6	6,7	6,7	6,7	6,7
8	7,3	7,4	7,5	7,6	7,6	7,6	7,6	7,6
9	8,2	8,3	8,4	8,4	8,5	8,5	8,5	8,6
10	9,2	9,3	9,3	9,4	9,4	9,4	9,5	9,5

$\Delta T_{эф}$	-2	-1	0	1	2	4	6	8
z_{10}								
II	10,1	10,2	10,2	10,3	10,3	10,4	10,4	10,4
I2	11,0	11,1	11,2	11,2	11,2	11,3	11,3	11,3
I3	12,0	12,0	12,1	12,1	12,1	12,2	12,2	12,2
I4	12,9	13,0	13,0	13,0	13,1	13,1	13,1	13,1
I5	13,8	13,9	13,9	14,0	14,0	14,0	14,0	14,0
I6	14,8	14,8	14,8	14,9	14,9	14,9	14,9	15,0
I7	15,7	15,7	15,7	15,8	15,8	15,8	15,8	15,9
I8	16,6	16,6	16,6	16,7	16,7	16,7	16,7	
I9	17,5	17,5	17,5	17,6	17,6	17,6	17,6	
20	18,4	18,4	18,4	18,5	18,5	18,5		
$z = 15 \text{ м}$								
2			2,1	2,0	2,0			
3	3,6	3,4	3,1	3,1	3,1	3,0		
4	4,5	4,4	4,1	4,1	4,1	4,1	4,1	4,1
5	5,5	5,4	5,2	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1
6	6,5	6,4	6,2	6,2	6,1	6,1	6,1	6,1
7	7,5	7,4	7,2	7,2	7,2	7,2	7,2	7,1
8	8,5	8,4	8,3	8,3	8,2	8,2	8,2	8,2
9	9,5	9,4	9,3	9,3	9,3	9,3	9,2	9,2
I0	10,6	10,5	10,4	10,4	10,3	10,3	10,3	10,3
II	11,6	11,5	11,4	11,4	11,4	11,4	11,3	11,3
I2	12,6	12,6	12,5	12,5	12,4	12,4	12,4	12,4
I3	13,6	13,6	13,5	13,5	13,5	13,4	13,4	13,4
I4	14,7	14,6	14,6	14,6	14,5	14,5	14,5	14,4
I5	15,7	15,7	15,6	15,6	15,6	15,6	15,5	15,5
I6	16,8	16,7	16,7	16,7	16,6	16,6	16,6	16,6
I7	17,8	17,8	17,7	17,7	17,7	17,7	17,6	17,6
I8	18,9	18,8	18,8	18,8	18,8	18,7	18,7	
I9	19,9	19,9	19,9	19,8	19,8	19,8	19,8	
20	21,0	20,9	20,9	20,9	20,9	20,9		
$z = 20 \text{ м}$								
2			2,1	2,1	2,1			
3	4,1	3,8	3,2	3,1	3,1	3,1		
4	5,1	4,7	4,2	4,1	4,1	4,1	4,1	4,1

Продолжение таблицы I

$\frac{\Delta T_{эф}}{z/40}$	-2	-1	0	I	2	4	6	8
5	6,0	5,6	5,3	5,2	5,2	5,2	5,2	5,1
6	7,0	6,7	6,4	6,3	6,2	6,2	6,2	6,2
7	7,9	7,7	7,4	7,3	7,3	7,2	7,2	7,2
8	8,9	8,7	8,5	8,4	8,4	8,3	8,3	8,3
9	10,0	9,8	9,6	9,5	9,5	9,4	9,4	9,4
10	11,0	10,8	10,7	10,6	10,6	10,5	10,5	10,4
11	12,1	11,9	11,8	11,7	11,6	11,6	11,6	11,6
12	13,1	13,0	12,8	12,8	12,7	12,7	12,6	12,6
13	14,1	14,0	13,9	13,8	13,8	13,8	13,7	13,7
14	15,2	15,1	15,0	15,0	14,9	14,8	14,8	14,8
15	16,3	16,2	16,1	16,0	16,0	15,9	15,9	15,8
16	17,4	17,3	17,2	17,1	17,1	17,0	17,0	16,9
17	18,4	18,4	18,3	18,2	18,2	18,1	18,1	18,0
18	19,5	19,5	19,4	19,3	19,3	19,2	19,2	
19	20,6	20,5	20,4	20,4	20,4	20,3	20,3	
20	21,7	21,6	21,6	21,5	21,5	21,4		
$z = 30 \text{ м}$								
2			2,2	2,1	2,1			
3			3,3	3,2	3,1	3,1		
4			4,3	4,3	4,2	4,2	4,2	4,2
5		6,2	5,5	5,4	5,3	5,3	5,3	5,2
6	7,5	7,1	6,6	6,5	6,5	6,4	6,4	6,3
7	8,5	8,1	7,7	7,6	7,5	7,5	7,4	7,4
8	9,5	9,2	8,8	8,7	8,7	8,6	8,6	8,5
9	10,5	10,3	10,0	9,9	9,8	9,8	9,6	9,6
10	11,6	11,4	11,2	11,0	10,9	10,8	10,8	10,7
11	12,8	12,5	12,3	12,1	12,0	11,9	11,9	11,9
12	13,8	13,6	13,4	13,3	13,2	13,1	13,1	13,0
13	14,9	14,7	14,5	14,4	14,3	14,2	14,1	14,1
14	16,0	15,8	15,7	15,6	15,5	15,4	15,4	15,3
15	17,1	16,9	16,8	16,7	16,6	16,5	16,4	16,4
16	18,3	18,0	17,9	17,9	17,7	17,6	17,6	17,5
17	19,4	19,2	19,1	19,0	18,9	18,8	18,7	18,7
18	20,5	20,4	20,2	20,2	20,1	19,9	19,9	
19	21,6	21,5	21,4	21,4	21,3	21,2	21,0	
20	22,7	22,6	22,5	22,5	22,4	22,3		

$z/10$ \ $\Delta T_{\text{эф}}$	-2	-1	0	1	2	4	6	8
$z = 50 \text{ м}$								
2			2,4	2,3	2,2			
3			3,5	3,3	3,2	3,2		
4			4,5	4,5	4,4	4,4	4,4	4,2
5		6,6	5,9	5,6	5,5	5,5	5,5	5,5
6	7,8	7,6	7,1	6,8	6,8	6,8	6,7	6,5
7	9,0	8,6	8,3	8,0	7,9	7,9	7,8	7,7
8	10,0	9,7	9,5	9,2	9,1	9,1	9,0	8,8
9	11,1	10,8	10,7	10,5	10,3	10,3	10,1	10,0
10	12,3	12,0	11,9	11,6	11,4	11,4	11,3	11,2
11	13,5	13,2	13,0	12,9	12,6	12,6	12,5	12,5
12	14,7	14,4	14,1	14,1	13,9	13,9	13,8	13,7
13	15,8	15,5	15,3	15,3	15,0	15,0	14,9	14,9
14	16,9	16,6	16,6	16,5	16,4	16,4	16,4	16,3
15	18,1	17,8	17,7	17,6	17,5	17,4	17,4	17,4
16	19,3	19,1	18,9	18,8	18,7	18,7	18,7	18,6
17	20,6	20,3	20,1	20,0	19,9	19,9	19,8	19,7
18	21,7	21,5	21,3	21,3	21,2	21,1	21,0	
19	22,9	22,8	22,6	22,6	22,4	22,4	22,2	
20	24,1	24,0	23,8	23,8	23,6	23,6		

ветра на высоте 25 м в качестве опорной, в процессе итераций выбирались соответствующую скорость геострофического ветра, и дальнейшее построение профиля (до высоты 50 м) проводилось по модели /5/.

Результаты расчетов представлены в табл. I, пользуясь которой можно по данным о скорости ветра на $z = 10 \text{ м}$ и по эффективно-перепаду температур ($\Delta T_{\text{эф}} = \Delta T + 0,108 \Delta e$) восстановить профиль ветра над океаном в слое от 3 до 50 м. В этой таблице скорости ветра на уровнях выше 25 м рассчитаны для широты $\varphi = 45^\circ$. Поправка к абсолютному значению скорости в зависимости от широты $m = u(z)_\varphi / u(z)_{45^\circ}$ (табл. 2) оказалась незна-

чительной для условий высоких широт. В низких широтах при больших скоростях ветра (больше 15 м/с) она оказывается заметнее.

Таблица 2

$\varphi^\circ \dots$	15	30	45	60	75
$m \dots$	0,976	0,990	1,00	1,006	1,007

При изучении структуры ветра в приводном слое атмосферы представляет несомненный интерес исследование изменчивости скорости ветра, одной из характеристик которой является отношение среднего квадратического отклонения скорости к ее среднему значению σ_u / \bar{u} . Для определения функциональной зависимости $\frac{\sigma_u}{\bar{u}}(\bar{u})$ можно воспользоваться тем обстоятельством, что в слое постоянства потоков отношение средних квадратических значений пульсаций скорости ветра к динамической скорости ($\frac{\sigma_u}{u_*}, \frac{\sigma_v}{u_*}, \frac{\sigma_w}{u_*}$) является универсальной функцией (для каждой компоненты своей). При нейтральной стратификации эти функции вырождаются в константы, численное значение которых определялось по экспериментальным данным многими авторами в различных условиях. В настоящей работе использовалась зависимость $\frac{\sigma_u}{u_*}(\frac{z}{L})$ для продольной компоненты, полученная в работе /2/ в результате анализа и обобщения многочисленных экспериментальных материалов. Зависимость динамической скорости от скорости ветра на $z = 10$ м оценивалась по данным о связи коэффициента сопротивления со средней скоростью ветра, приведенным в работе /1/.

На рис. I представлена полученная характеристика изменчивости в зависимости от средней скорости ветра и условий стратификации: 1 - нейтральное состояние атмосферы ($z/L = 0$); 2 - устойчивое состояние ($z/L = 0,5$ и $z/L = 1,0$); 3 - слабо неустойчивое состояние ($z/L = -0,5$) и 4 - неустойчивое состояние ($z/L = -1,0$).

Как следует из этого рисунка изменчивость увеличивается с ростом скорости ветра и неустойчивости. В интервале скоростей ветра от 2 до 7 м/с зависимость от скорости ветра практически отсутствует, σ_u / \bar{u} растет лишь с ростом неустойчивости (от 0,07 при $z/L = 1,0$ до 0,11 при $z/L = -1,0$). В зоне устойчивой стратификации значения σ_u / \bar{u} при $z/L = 0,5$ и $z/L = 1,0$ оказались практически одинаковыми. При больших скоростях ветра (больше 7-8 м/с) стратификация становится близкой к нейтральной, а влияние изменения скорости ветра оказывается заметнее. Таким образом, кривые на рис. I позволяют оценить ин-

тегральную характеристику изменчивости на высоте 10 м при различной стратификации.

В практических задачах обычно принимается, что вероятностное распределение скорости ветра подчинено нормальному закону. Это значит, что независимо от значения средней скорости на долю скоростей ветра, выходящих за пределы $\bar{v} \pm \sigma$, будет приходится около 30 % случаев, в то время как за пределы $\bar{v} \pm 2\sigma$ она уже будет выходить всего в 5 % случаев /4/.

По зависимости $\frac{\sigma_v}{\bar{v}}$ (\bar{v}) для $z = 10$ м и табл. I были оценены вертикальные профили этой характеристики изменчивости ветра при различных условиях стратификации и для разных значений средней скорости на уровне $z = 10$ м. В качестве иллюстрации на

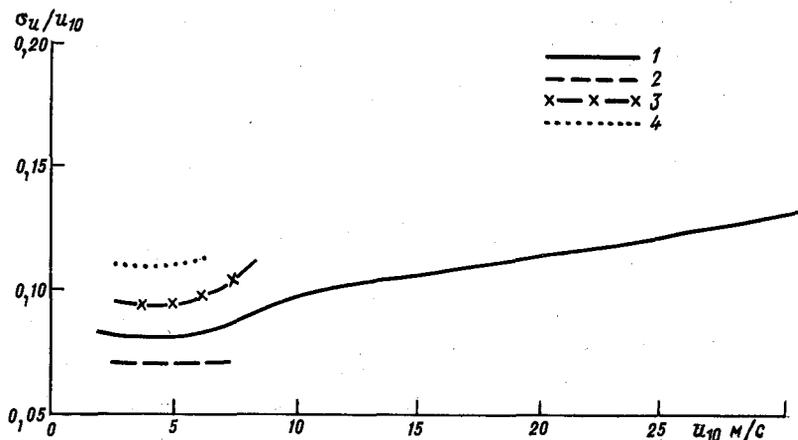


Рис. I.

рис. 2 приведены профили для четырех значений u_{10} и различной стратификации: 1 - устойчивое состояние; 2 - нейтральное состояние; 3 - неустойчивое состояние; а) $u_{10} = 3$ м/с, б) $u_{10} = 6$ м/с, в) $u_{10} = 8$ м/с и г) $u_{10} = 15$ м/с.

Уменьшение σ_v / \bar{v} с высотой в условиях устойчивой стратификации происходит быстрее, чем при нейтральной и неустойчивой стратификации. Если в условиях устойчивой стратификации ($\Delta T_{эф} = -1, 0$) и малых скоростей ветра σ_v / \bar{v} изменяется примерно

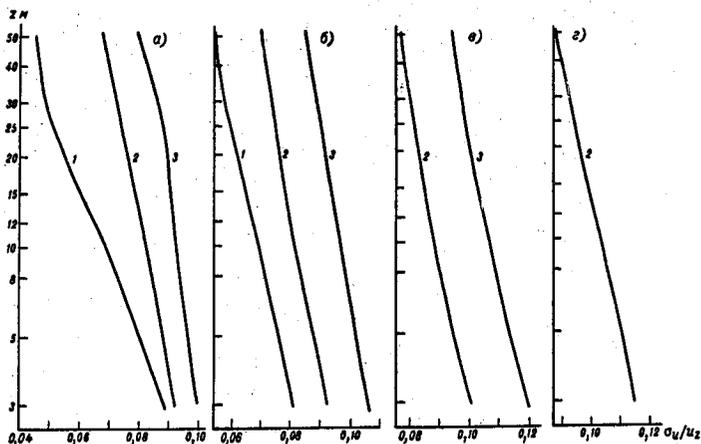


Рис. 2.

в два раза в слое до 50 м (от 0,09 у поверхности до 0,045 на $z = 50$ м), то при нейтральных и неустойчивых условиях σ_w / \bar{w} уменьшается с высотой незначительно (от 0,09 до 0,07). При больших скоростях ($u_{10} = 15$ м/с) уменьшение изменчивости в рассматриваемом слое несколько больше (от 0,12 до 0,09). Влияние стратификации при больших скоростях практически отсутствует.

Представленные материалы о профилях ветра и их изменчивости могут быть использованы для расчетов некоторых характеристик поля ветра над водой в практических задачах при отсутствии непосредственных измерений профилей ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- И. Ариель Н.З., Мурашова А.В. Расчет уточненных номограмм для определения коэффициентов сопротивления, тепло- и влагообмена над морем. — Труды ИГО, 1981, вып. 454, с. 9-23.

2. Ариель Н.В., Надежина Е.Д. Безразмерные характеристики турбулентности при разных условиях стратификации. - Изв.АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т.12, № 8, с.802-809.

3. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. - Ротопринт ИГО, 1981, - 56 с.

4. Пановский Г.А., Брайер Г.В. Статистические методы в метеорологии. - Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 243 с.

5. Попов А.М. Расчетные профили метеорологических характеристик в планетарном пограничном слое атмосферы. - Изд-во ЛПИИ, 1975, - 98 с.

6. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера / Под редакцией А.С.Дубова. - Л.: Гидрометеоиздат, 1974. 239 с.

СОДЕРЖАНИЕ

✓ Л.Р. Орленко, В.М. Степанова. Определение скорости и направления ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации.	3
✓ О.И. Мельникова, Л.Р. Орленко, В.М. Степанова. Оценка скорости и сдвигов ветра на малых высотах по наземной информации.	18
И.Ю. Мелкая, Е.Д. Надежина, О.Б. Шкляревич. Расчет эволюции ночного пограничного слоя атмосферы с учетом радиационного теплообмена	29
И.Ю. Мелкая. Применение модели ночного пограничного слоя к расчету струйных течений нижнего уровня	40
О.Б. Шкляревич. Оценка радиационных притоков тепла в ночном пограничном слое атмосферы.	53
Н.А. Лазарева, Е.Ю. Масолова, Л.Р. Орленко. Об универсальных функциях теории подобия Монина-Обухова при устойчивой стратификации. . .	64
И.Ю. Мелкая, Е.Д. Надежина, О.Б. Шкляревич. Адаптация динамических характеристик движущейся воздушной массы к изменяющимся условиям на поверхности в районе городского массива.	80
А.С. Дубов, З.М. Утина. Межгодовая изменчивость дополнительного испарения на орошаемых полях	87
Е.Н. Андрущенко, Н.З. Ариель, И.И. Иванова, Н.А. Куралева, С.П. Малевский - Малевич, А.В. Мурашова. Изменчивость среднемесячных значений характеристик энергообмена океан-атмосфера в Северной Атлантике. . . .	93
Б.Н. Егоров, С.А. Балуев, А.И. Глухов. О погрешностях расчета составляющих радиационного баланса поверхности океана.	108
Т.В. Кириллова, Н.П. Смирнова. О расчетах суммарной радиации.	116
С.А. Балуев, Р.С. Бортковский, Д.Ф. Тимановский. Лабораторные исследования влияния загрязнения воды на генерацию брызг.	127
Р.С. Бортковский, А.И. Головин. Об учете стадии развития ветрового волнения при определении турбулентных потоков над морем	138
Р.С. Бортковский, С.Ю. Спригуль.	

О возможности расчета турбулентных потоков над термически неоднородной и нестационарной морской поверхностью . . .	147
В.В. С и м о н о в. Некоторые вопросы численного моделирования турбулентных потоков в лабораторных условиях.	159
Б.Н. Е г о р о в, Д.Ф. Т и м а н о в с к и й. Некоторые результаты профильных измерений скорости ветра над морем	173
Н.З. А р и е л ь, Б.Н. Е г о р о в, А.В. М у р а ш о в а. О характеристиках профиля ветра в нижнем слое воздуха над океаном	183

Сборник научных трудов
Труды ГГО
вып. 506

Физика пограничного
слоя атмосферы

Редактор О. В. Лапина
Н/К

Подписано в печать 30.03.87. М-20482. Формат 60x84^I/16.
Бумага картографическая. Печать офсетная. Усл. печ. л. 12,09.
Усл. кр.-отт. 12,32. Уч.-изд. л. 11,27. Тираж 420 экз. Индекс МОЛ-
102. Заказ 1263 Цена 80 коп. Заказное.

Гидрометеоиздат 199226, Ленинград, В.О., ул. Беринга, д. 38.

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома при Государственном
комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торгов-
ли. 109033, Москва, Ж-33, ул. Волочаевская, д. 40.